第 41 卷 第 1 期
2023 年 3 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 41, No. 1
Mar., 2023

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2023.01.05

(亚) 毫米干涉阵观测的星系强引力透镜研究进展

刘晓辉[1,2]，曹潇月[1,2]，李 然[1,2]

(1. 中国科学院 国家天文台，北京 100012； 2. 中国科学院大学，北京 100049)

摘要： 近年来，强引力透镜的样本选择和研究从此前主要局限于光学-红外波段，拓展到毫米/亚毫米波段。目前大约有 200 个强引力透镜系统在毫米/亚毫米波段的广域河外观测中被发现。ALMA, NOEMA, SMA 等射电干涉阵提供的高灵敏度、高分辨率的观测，结合强引力透镜放大作用，将高红移星系的研究带入一个新时代。主要从观测样本、建模方法、科学应用等方面介绍了当下 (亚) 毫米波段星系-星系强引力透镜的研究现状。

关 键 词： 强引力透镜；高红移星系；暗物质；干涉阵

中图分类号： P157.7 **文献标识码：** A

1 引 言

背景天体发出的光，在向观测者传播的过程中，会被处于两者之间的天体所“偏折”，类似于光学透镜一般被放大，该现象被称为“引力透镜”。产生“偏折”作用的物质结构一般被称为“透镜体”，它们可以是星系、星系团乃至宇宙的大尺度结构。如果前景“透镜体”的偏折效应很强，以致于背景发光源成“多个像”，就会形成“强引力透镜”现象。

基于目前的天文仪器，人们只能对近邻宇宙 ($z \approx 0.1$) 小于 kpc 尺度的结构进行研究，要进行高红移宇宙的研究则需要利用引力透镜的放大效应来观测更加暗弱的天体，分辨更小的结构信息。比如，Meštrić 等人[1]利用星系团 MACS J0416 的强引力透镜效应，对红移 $2 \sim 6$ 源星系中的 166 个团块结构进行了研究，这些团块典型的有效半径为 $2 \sim 500$ pc，恒星质量范围为 $10^5 M_\odot \sim 10^9 M_\odot$。Shu 等人[2]和 Ritondale 等人[3] 通过红移约为 0.5 的早型星系的放大作用，发现红移 $2 \sim 3$ 的莱曼阿尔法发射线星系中存在若

收稿日期： 2022-04-07； **修回日期：** 2022-04-15

资助项目： 国家自然科学基金 (11988101, 11773032, 12022306)；中国科技部项目 (2020SKA0110100)；中国载人航天工程 (CMS-CSST-2021-B01, CMS-CSST-2021-A01)；中科院青年科学家基础研究项目 (YSBR-062)

通讯作者： 李然，liran827@gmail.com

干大小约为 100 pc 的恒星形成团块。而 2018 年 Förster Schreiber 等人[4]在利用甚大望远镜 (Very Large Telescope, VLT) 研究 35 个红移约为 2 的没有透镜效应放大的恒星形成星系时，受限于仪器的分辨率，其所研究的团块结构有效半径仅仅为 0.8 ~ 9.5 kpc，恒星质量范围约为 $2\times10^9 M_\odot \sim 3\times10^{11} M_\odot$，更小的团块结构在这一情况下是难以分辨的。借助强引力透镜的放大作用，人们还可以进行高红移星系的动力学研究，比如 Dye 等人[5]、Cheng 等人[6]和 Rizzo 等人[7]利用阿塔卡马大型毫米/亚毫米波阵列 (The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA) 提供的积分视场光谱观测数据，重构了高红移 ($z\approx4$) 星系的本征速度场。

由于高红移的星系距离人们十分遥远，在视线方向上将会更有可能存在使其光线偏折的前景透镜星系或星系团，从而形成一个强引力透镜系统。毫米/亚毫米波段比较适合用于研究高红移星系，首先，其所处的射电波段位于大气的电磁波窗口，人们在地球上就能进行观测。更重要的是高红移星系年轻恒星形成的大量紫外光子由于星际介质与尘埃的作用，其辐射能量会转移至远红外至毫米波波段，由于负的 K 改正效应①，在红移为 1 ~ 10 这段范围内，毫米/亚毫米波段高红移星系的流量密度几乎与红移无关。如图 1 所示，在一些波段甚至会出现越远的星系越亮的特征，这与可见光波段人们通常认知的平方反比率相差很大。利用强引力透镜效应在这一特殊波段进行观测，人们将看到相同红移下更加暗弱的星系，这有利于研究星系的形成与演化。随着 ALMA 等观测仪器灵敏度分辨率的不断提升，研究者可以充分利用毫米/亚毫米波段的干涉阵观测，对背景源为高红移的星系-星系强引力透镜系统进行深入的研究。

本文将在下文简单介绍引力透镜与干涉阵原理，引力透镜建模方法以及当前射电强引力透镜观测的一些研究进展。

2 引力透镜与干涉阵原理简介

2.1 引力透镜简介

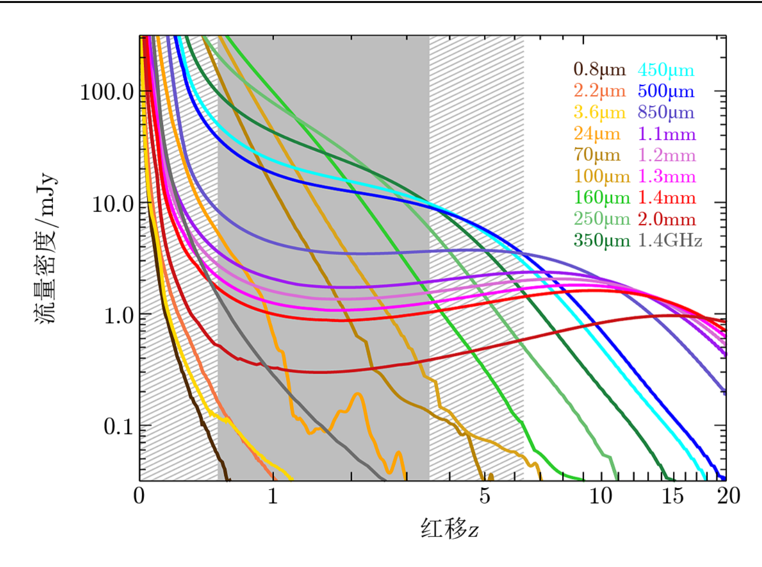
考虑一般的引力透镜，假设来自背景源发出的光线在透镜平面上 $\boldsymbol{x}=(x_1,x_2)$ 处的引力场能够使用弱场近似 (黑洞附近不能)，则二维偏转角 $\hat{\boldsymbol{\alpha}}=(\alpha_1,\alpha_2)$ 可以写为下面的形式：

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{x})=\frac{4G}{c^2}\int\int\left(\int \mathrm{d}z\rho(\boldsymbol{x}',z)\frac{\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2}\right)\mathrm{d}^2\boldsymbol{x}' \quad , \tag{1}$$

其中，$\rho(\boldsymbol{x}',z)$ 是 $(\boldsymbol{x}',z)$ 处的密度，z 是视线方向的坐标，G 为引力常数，c 是光速。

对于天文观测中所出现的真实引力透镜体系，往往透镜体沿着视线方向的物理尺寸，相比观测者到透镜体的角直径距离 $D_{\rm L}$、透镜体到背景源的角直径距离 $D_{\rm LS}$ 小得多。因此人们

①对于遥远的天体，不同距离处的辐射存在不同程度的红移。为了消除红移的影响，人们通常会将其绝对星等 (或流量) 从观测参考系转换到静止参考系，这一过程称为 K 改正。K 改正仅仅依赖于星系能谱分布 (SED) 的形状。如果星系的流量密度随红移的增加而减小，人们将此时的 K 改正称为是“正”的；反之如果其流量密度随红移的增加而增大，则认为是“负”的。星系在毫米/亚毫米波段的辐射有负的 K 改正。



注：图中展示了一个典型的 $10^{12.5}L_\odot$ 亮红外星系，其不同观测波段的流量密度随红移的变化。

图 1　负的 K 改正效应[8]

近似认为透镜体的质量分布在一个薄平面内 (即透镜平面，lens plane)；同样，人们也认为背景源处于一个薄平面内 (即源平面，source plane)。因此在“薄”透镜近似下 (如图 2 所示)，式 (1) 改写为：

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{x}) = \frac{4G}{c^2}\int\int \Sigma(\boldsymbol{x}')\frac{\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'}{|\,\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'\,|^2}\mathrm{d}^2\boldsymbol{x}' \quad . \tag{2}$$

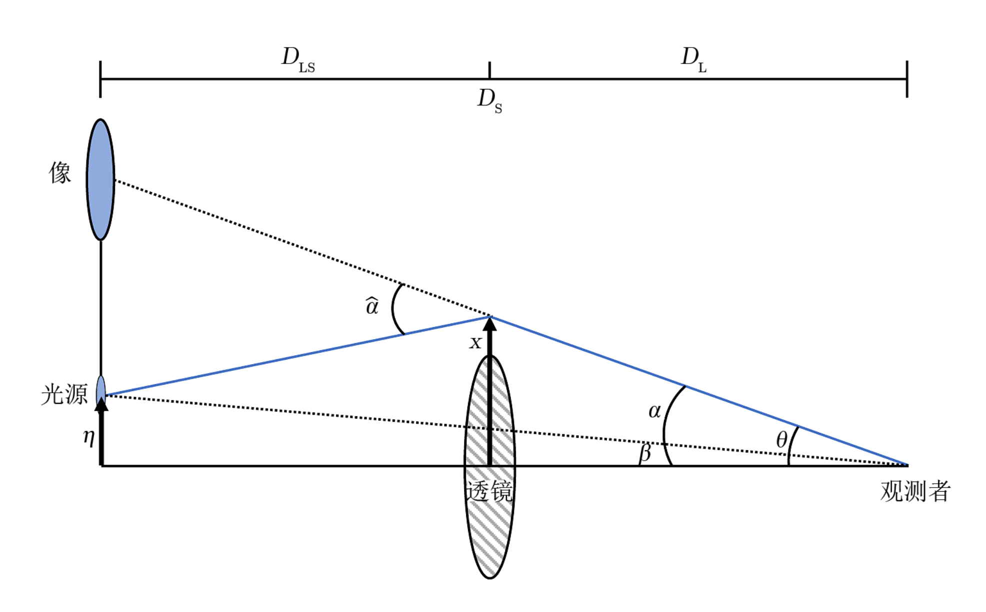


图 2　薄透镜近似下的强引力透镜示意图

其中，透镜体的面质量密度 $\Sigma(\boldsymbol{x})$ 定义为：

$$\Sigma(\boldsymbol{x}) \equiv \int \rho(\boldsymbol{x}, z)\mathrm{d}z \quad . \tag{3}$$

由图 2 可知，在偏转角 $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$ 较小的时候，透镜平面上的位置 $\boldsymbol{x}$ 与源平面上的位置 $\boldsymbol{\eta}$ 具有如下关系：

$$\boldsymbol{\eta} = \frac{D_{\mathrm{S}}}{D_{\mathrm{L}}}\boldsymbol{x} - D_{\mathrm{LS}}\hat{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{x}) \quad , \tag{4}$$

其中，D_{L}, D_{S}, D_{LS} 分别代表观测者到透镜平面、观测者到源平面、透镜平面到源平面的角直径距离。将 $\boldsymbol{\eta} = D_{\mathrm{S}}\boldsymbol{\beta}$ 和 $\boldsymbol{x} = D_{\mathrm{L}}\boldsymbol{\theta}$ 代入式 (4)，可以得到源平面上的位置 $\boldsymbol{\beta}$ 与像平面上的位置 $\boldsymbol{\theta}$ 映射关系，表示为：

$$\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\theta} - \frac{D_{\mathrm{LS}}}{D_{\mathrm{S}}}\hat{\boldsymbol{\alpha}}(D_{\mathrm{L}}\boldsymbol{\theta}) \equiv \boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta}) \quad , \tag{5}$$

其中，约化偏转角 $\boldsymbol{\alpha} = \frac{D_{\mathrm{LS}}}{D_{\mathrm{S}}}\hat{\boldsymbol{\alpha}}(D_L\boldsymbol{\theta})$。

式 (2) 还可以被改写为如下无量纲形式：

$$\boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\pi}\int\int \kappa(\boldsymbol{\theta}')\frac{\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}'}{\mid \boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}' \mid^2}\mathrm{d}^2\boldsymbol{\theta}' \quad , \tag{6}$$

其中，归一化面密度 κ (convergence) 的表达式为：

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) \equiv \frac{\Sigma(D_{\mathrm{L}}\boldsymbol{\theta})}{\Sigma_{\mathrm{crit}}} \quad , \tag{7}$$

Σ_{crit} 为透镜体的“临界质量面密度”(critical surface mass density)，定义为：

$$\Sigma_{\mathrm{crit}} \equiv \frac{c^2}{4\pi G}\frac{D_{\mathrm{S}}}{D_{\mathrm{LS}}D_{\mathrm{L}}} \quad . \tag{8}$$

透镜势 $\psi(\boldsymbol{\theta})$ 定义为：

$$\psi(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi}\int\int \kappa(\boldsymbol{\theta}')\ln\mid \boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}' \mid \mathrm{d}^2\boldsymbol{\theta}' \quad . \tag{9}$$

由恒等式 $\nabla\ln\mid\theta\mid = \theta/\mid\theta\mid^2$ 可知，约化偏转角与透镜势存在如下关系：

$$\boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta}) = \nabla\psi(\boldsymbol{\theta}) \quad . \tag{10}$$

于是式 (5) 改写为：

$$\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\theta} - \nabla\psi(\boldsymbol{\theta}) \quad . \tag{11}$$

由此人们可以看出，像的位置直接取决于透镜势 ψ 的一阶导数。除此之外，透镜体的归一化面密度还与透镜势关联，进一步写成下面的形式：

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2}\nabla^2\psi(\boldsymbol{\theta}) \quad . \tag{12}$$

引力透镜在放大背景源的时候并不会改变其面亮度 (surface brightness，或称为辐射强度 intensity)，透镜的放大效应来自于对背景源角尺度的放大。人们考虑一个源平面上无穷小的面元，它在引力透镜效应下的立体角形变可以由雅可比矩阵描述：

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{\theta})=\frac{\partial\boldsymbol{\beta}}{\partial\boldsymbol{\theta}}=\left(\delta_{\rm ij}-\frac{\partial^2\psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial\theta_{\rm i}\partial\theta_{\rm j}}\right)=\begin{pmatrix}1-\kappa-\gamma_1 & -\gamma_2\\ -\gamma_2 & 1-\kappa+\gamma_1\end{pmatrix} \quad , \tag{13}$$

其中，γ_1 与 γ_2 代表剪切量 γ 的两个分量 $\gamma=\gamma_1+i\gamma_2$，分别表示为：

$$\gamma_1=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_1^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_2^2}\right),\quad \gamma_2=\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta_1\partial\theta_2} \quad , \tag{14}$$

其中，κ 为式 (7) 中定义的“归一化面密度”。κ 与 γ 对图像的影响体现在：κ 会导致像的大小发生各向同性的缩放，但不改变像的形状；而 γ 导致像的形状发生扭曲，但不改变像的大小 (如图 3 所示)。

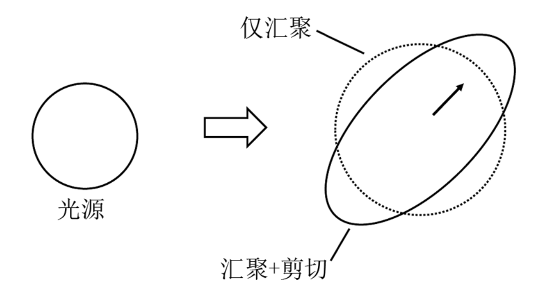


图 3 一个理想的圆形发光源在引力透镜效应下的形变[10]

透镜的放大率张量定义为雅可比矩阵的逆，

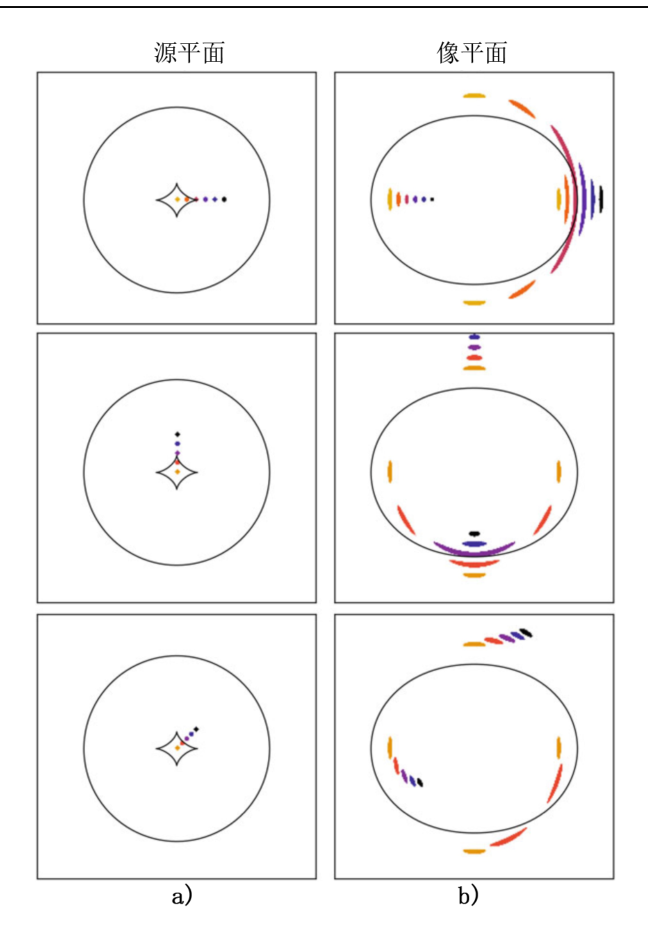
$$M(\boldsymbol{\theta})=A^{-1} \quad , \tag{15}$$

其行列式 (det$M$) 代表 $\boldsymbol{\theta}$ 位置处的微分放大率 $\mu(\boldsymbol{\theta})$。通过雅可比矩阵可以画出透镜平面上放大率为无穷 (det$A=0$) 的点组成的闭合曲线，人们称之为临界曲线。临界曲线通常分为径向临界曲线和切向临界曲线，对于切向临界曲线，其内部的平均归一化面密度为 1，即 $\bar{\kappa}=1$。如果将临界曲线按照透镜方程投影回源平面，人们会得到新的曲线，称之为焦散线。相应的焦散线也分为径向焦散线与切向焦散线。焦散线可以帮助人们定性地理解透镜的成像特征，当背景源穿过焦散线时，像的数目会成对地增加或减少 (取决于穿过的方向)。图 4 展示了当源天体处于源平面上不同位置时，其对应的成像特征。

对于大的展源，整体放大率可以认为只是整个源天体范围内 $\mu(\boldsymbol{\beta})$ 与表面亮度的加权积分：

$$\mu_{\rm tot}=\frac{1}{\int\int I_{\rm s}(\boldsymbol{\beta}){\rm d}^2\boldsymbol{\beta}}\int\int I_{\rm s}(\boldsymbol{\beta})\mu(\boldsymbol{\beta}){\rm d}^2\boldsymbol{\beta} \quad . \tag{16}$$

尽管局部放大率 $\mu(\boldsymbol{\beta})$ 不依赖于波长，但背景源的总放大率 $\mu_{\rm tot}$ 与波长相关。由于计算总放大率时存在源平面表面亮度 $I_{\rm s}(\boldsymbol{\beta})$ 的权重，只有当两个波长的表面亮度分布 $I_{\rm s}(\lambda_1)$ 和 $I_{\rm s}(\lambda_2)$



注：a) 中黑色实线代表源平面上的焦散线，b) 中黑色实线代表透镜平面上的临界曲线。当源天体相对于焦散线处于不同位置时，其成像特征为 b) 所示。

图 4 透镜体系示意图[11]

完全一致，总放大率才相同。如 B1938+666，源星系的射电喷流刚好穿过了焦散线，于是存在着非常高的放大率，即 $\mu_{\rm tot}^{\rm radio}=173$[12]。然而在光学波段，它的放大率 $\mu_{\rm tot}^{\rm opt}\approx 13$[13]。由于人们在毫米/亚毫米波段研究强引力透镜体系时需要利用多种谱线 (如尘埃连续谱、CO 的多种跃迁辐射、H_2O、HCN、HCO^+ 等多种分子谱线)，不同的谱线对应星际介质中的不同物质组分，因此不同谱线的观测结果很可能具有不同的放大率[14]。

对于一个满足圆对称的理想透镜体，当背景源与前景透镜体及观测者共线时，背景源的像是一个圆环，该圆环的半径人们称之为爱因斯坦半径，其中所包围的质量称之为爱因斯坦质量。对于一个质量分布较为复杂的透镜体系，人们可以借助临界曲线定义“有效爱因斯坦半径”(参考 Meneghetti 等人[15]文中 4.1 节)。假设临界曲线所包围的面积为 $S_{\rm crit}$，则“有效爱因斯坦半径”定义为：

$$\theta_{\rm E}=\sqrt{\frac{S_{\rm crit}}{\pi}} \quad . \tag{17}$$

2.2 干涉阵原理

2.2.1 可见度函数

射电干涉阵是多个天线 (碟形天线或偶极子) 形成的互连网络。单个天线对之间的相对距离称为基线。射电干涉阵测量的并非是天空的面亮度分布，而是所谓的可见度函数 (visibility function) $V(u,v,w)$，它实际上是天空面亮度分布 $I(l,m)$ 二维傅里叶变换后的离散化采样：

$$V(u,v,w)=\int\int A(l,m)I(l,m)\mathrm{e}^{-2\pi i[ul+vm+w(\sqrt{1-m^2-l^2}-1)]}\frac{\mathrm{d}l\mathrm{d}m}{\sqrt{1-m^2-l^2}}\quad, \tag{18}$$

其中，l 和 m 是天球切面上的坐标 (使用标准射电天文学记号，l 指向西方，m 指向北方)，$A(l,m)$ 是主波束轮廓，u，v 和 w 是傅里叶平面上的基线坐标[16]。只在距离相位中心较大的角距离时 (如宽视场观测)，w 项即阵列的深度才变得重要 (当距离相位中心较近时，有 $w(\sqrt{1-m^2-l^2}-1)\approx 0$)。对于典型的星系-星系强引力透镜观测，阵列指向在几个角秒内是准确的，因此可以放心地丢掉 w 项。于是式 (18) 就可以写为：

$$V(u,v)=\int\int A(l,m)I(l,m)\mathrm{e}^{-2\pi i(ul+vm)}\mathrm{d}l\mathrm{d}m\quad. \tag{19}$$

然而人们对 uv 平面的采样是不完整的，只能获得干涉阵列中基线采样的 uv 平面上特定位置处的可见度函数 $V(u,v)$。如果将观测的数据直接进行傅里叶变换，人们不能得到真实的天空图像 $I(l,m)$，而是得到所谓的脏图 (dirty image)，则脏图的面亮度分布为：

$$I_{\mathrm{D}}(l,m)=A(l,m)^{-1}\int\int S(u,v)V(u,v)\mathrm{e}^{+2\pi i(ul+vm)}\mathrm{d}u\mathrm{d}v\quad, \tag{20}$$

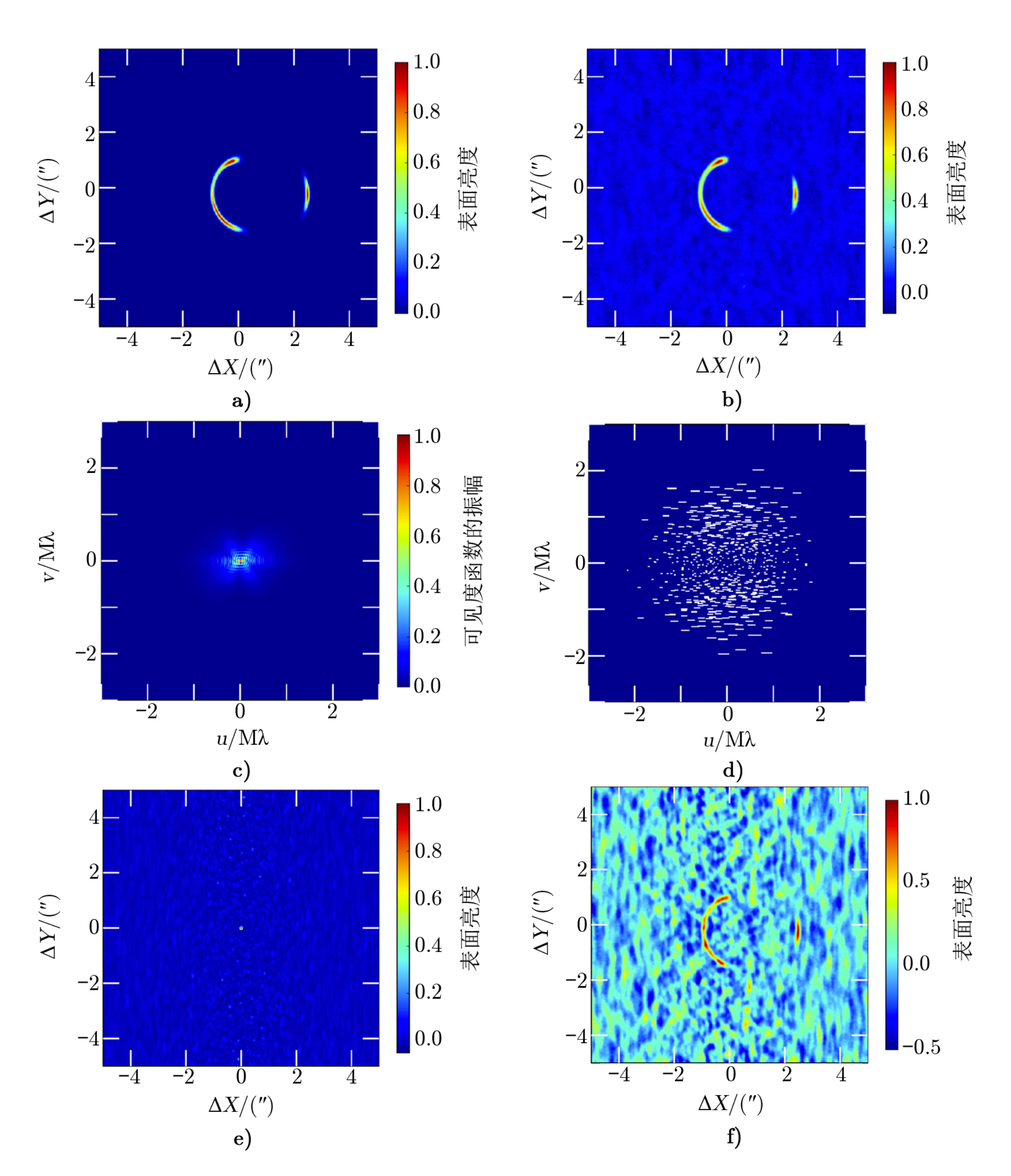
其中，$S(u,v)$ 是 uv 平面上的采样函数，在采样的 (u,v) 位置处 S 为 1，未采样的地方 S 为 0。脏图可以被看作真实的天空面亮度分布 $I(l,m)$ 与脏束 B (dirty beam) 的卷积。脏束可以看作是采样函数的逆傅里叶变换，表示为：

$$B(l',m')=\int\int S(u,v)\mathrm{e}^{+2\pi i(ul'+vm')}\mathrm{d}u\mathrm{d}v\quad. \tag{21}$$

在图像平面上，uv 平面的不完全采样会产生旁瓣结构，这种旁瓣结构高度依赖于干涉仪的基线布局和可见度数据的加权方式 (如自然加权、统一加权、布里格斯加权[16])。因此图像平面中的噪声会高度相关，信号会带有旁瓣结构，人们需要通过反卷积来恢复真实的图像。图 5 展示了综合孔径成图过程中的不同阶段。

2.2.2 综合孔径成图

重构观测天区的面亮度分布最直接的方法是假设脏图是一系列点源与脏束卷积形成的。这一构想是洁化 (CLEAN) 算法[17, 18]背后的基本假设。洁化算法也是射电天文学中使用最广泛的反卷积算法。在洁化过程中，天空会被迭代分解为一系列点源分量，并从观测到的可见度函数 $V(u,v)$ 中减去相应的响应，直到达到某个设定的阈值。这一洁化算法在处理点源数据时是非常有效的，但当人们用它处理高分辨率的展源观测数据时，它会将所有展源都分解为点源的集合，从而导致成图结果不够理想。在研究强引力透镜系统时，此问题尤其严重。



注：a) 为天空真实的亮度分布 $I^{\star}(l,m)$；b) 为自然加权，使用 MS-CLEAN 算法进行去卷积后的洁图；c) 为 uv 平面上采样处每一点的复可见度函数振幅；d) 为对应于 ALMA 1h 曝光所对应的采样函数 $\boldsymbol{S}(u,v)$ 即 uv 覆盖；e) 为脏束 $\boldsymbol{F}^{-1}[\boldsymbol{S}(u,v)]$；f) 为脏图 $\boldsymbol{I}_{\rm D}(l,m)=\boldsymbol{F}^{-1}\boldsymbol{S}(u,v)\boldsymbol{V}(u,v)$。

图 5 综合孔径成图示意图[9]

于是人们提出了一系列改进的洁化算法来对展源实现更好的成图效果，其中包括 W-CLEAN[19] 以及 MS-CLEAN[20]。如 MS-CLEAN 算法将真实天空亮度分解为点结构和不同尺寸的扩展源，并据此进行建模源。由于其选取不同尺度的分量，与最初的洁化算法相比，这一算法能够对展源结构进行更精确的拟合。

3　观测样本现状

目前大量的射电强引力透镜样本来自于毫米/亚毫米波段的广域河外巡天项目[21–26]。南极点望远镜 (South Pole Telescope, SPT)[27]、赫歇尔空间天文台 (Herschel Space Observatory, HSO)[28]、普朗克卫星 (Plank)[29] 这三台望远镜为人们提供了大量的数据，与之相关的几个主要的巡天项目赫歇尔天体物理太赫兹大天区巡天 (Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey, H-ATLAS)[30]、赫歇尔多层河外巡天 (Herschel Multi-Tiered Extragalactic Survey, HerMES)[31]、SPT 巡天[27] 和普朗克全天巡天 (Planck All-Sky Survey to Analyze Gravitationally-lensed Extreme Starburst, PASSAGES)[32, 33] 致力于在亚毫米波段探测引力透镜候选体。

3.1　巡天项目介绍

赫歇尔空间天文台①是欧洲航天局 (European Space Agency, ESA) 的一台口径 3.5 m 的空间望远镜，在远红外至亚毫米波段范围 (55 ~ 672 μm) 内进行观测。它于 2009 年被发射至日地第二拉格朗日点进行科学观测，并于 2013 年 4 月耗尽液氦制冷剂而结束任务。H-ATLAS 与 HerMES 两个巡天项目于三个波段 (约 250 μm, 350 μm, 500 μm) 分别覆盖了 500 平方度与 100 平方度的天区范围。SPT 是一台口径为 10 m 的单镜面望远镜，它的工作波段约为 1.4 mm, 1.0 mm, 3.0 mm。SPT 巡天项目则覆盖了 2 500 平方度的天区，其分辨率在1.4 mm 和 2 mm 处分别为 0.7″ 与 1.6″。由于赫歇尔望远镜与 SPT 的工作波段不同 (前者位于远红外波段，后者位于毫米波段)，它们观测到的源存在不同的选择效应。一般来说 SPT 观测到的天体的红移更高，且远红外光度比赫歇尔望远镜的源更大[8]。

3.2　引力透镜候选体的选择方法

通常来说，在光学波段搜寻强引力透镜系统是一件非常耗费观测时间的工作[34–36]，但在亚毫米波段，人们可以相对容易地从巡天观测中探测到强引力透镜系统，同时这些透镜体系的背景源往往红移很高。

首先由于负的 K 改正效应，人们可以探测到非常遥远的富尘埃恒星形成星系 (dusty star-forming galaxies, DSFGs)[37, 38]。负的 K 改正效应是指在固定的观测波长下，随着红移的增加，尘埃连续谱的亮度也将增加。因此 DSFGs 会在一个较大的红移范围内被比较均匀地探测到[8, 39]。对于具有固有能谱分布 f_υ 和光度 L 的星系，在观测频率 υ 下测得的流量密

①下面统一称其为赫歇尔望远镜。

度 S_v 由下式给出：

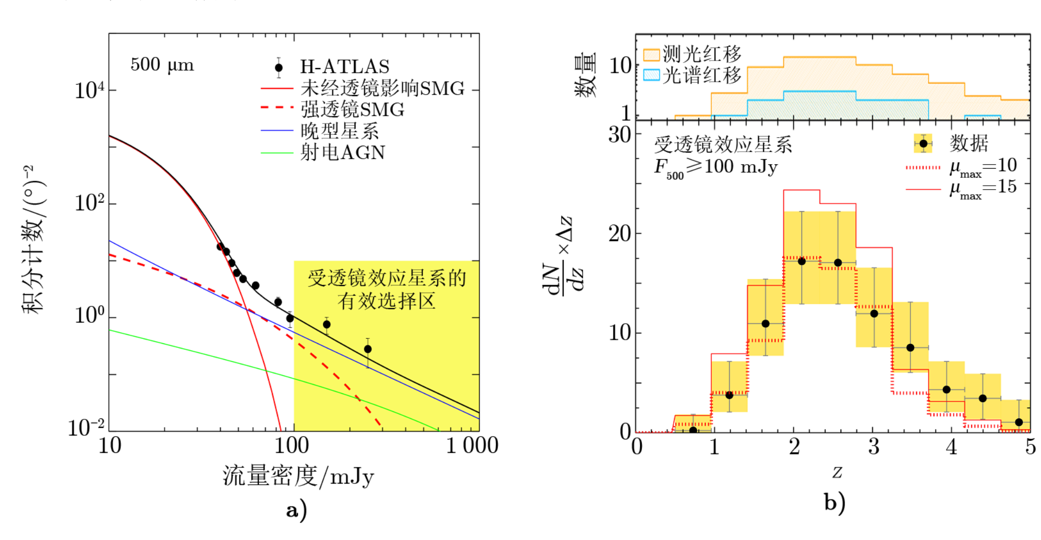
$$S_v = \frac{L_v}{4\pi D_{\rm L}^2} \quad , \tag{22}$$

其中，$D_{\rm L}$ 为光度距离，L_v 给定频率下源的光度。在瑞利-金斯近似下，$L_v \approx v_0^{2+\beta}$，$v = v_0/(1+z)$。而光度距离随红移的演化为 $D_{\rm L} \approx (1+z)^2$。于是式 (22) 可以改写为：

$$S_v(z) \approx \frac{(1+z)^{\beta+2}}{(1+z)^4} = (1+z)^{\beta-2} \quad . \tag{23}$$

由于对典型尘埃的能谱分布，其谱指数 $\beta = 1.5 \sim 2.0$[8]，所以 $S_v(z)$ 在很大的红移范围内都几乎是一个常数。尤其是在比较低的频率，高红移 DSFGs 的观测面亮度基本不随红移下降，因此人们可以在高红移范围内比较均匀地探测到这些 DSFGs。

在高红移，未经透镜影响的亚毫米波段亮源的数密度会急剧下降，且存在大量的星系作为强引力透镜系统的背景源，因此在亚毫米/远红外的观测中，人们只需对观测目标源加一个流量阈值，就可以识别出强透镜系统。在这一流量阈值之上，未经透镜放大的源的数量则可以忽略，如图 6 所示。



注：a) 从 500 μm H-ATLAS 数据中筛选亚毫米透镜系统的方法；b) H-ALTLAS 中透镜源的红移分布。

图 6　亚毫米透镜体系选择方法与样本红移分布[21, 22]

通过这一方法得到的样本源会受到近邻星系与亮活动星系核 (AGNs) 的影响，研究者们通过交叉对比相关星表来去除这些污染源[23, 40]。Negrello 等人[22] 2017 年就利用类似的判据，在筛选出 500 μm 处流量密度大于 100 mJy 的天体并去除污染源后，从 H-ATLAS 中证认出 80 个透镜候选体。

在得到透镜候选体之后，人们还利用 ALMA、北方扩展毫米波阵列 (Northern Extended Millimeter Array, NOEMA)、亚毫米波阵列 (the Submillimeter Array, SMA) 等仪器的更高分辨率的图像与光谱观测来证认这些体系。对于强引力透镜系统，利用高分辨率的观测结

果，人们将看到多像或爱因斯坦环，进一步通过光谱观测可以获得这些透镜星系与源星系的红移[41]。

4　对于射电干涉阵数据的强引力透镜建模方法

4.1　背景

人们在 20 年前就已经尝试利用光学观测数据在像素化网格上重构源天体的面亮度分布，即引力透镜建模[42–44]。后来强引力透镜建模方法得到进一步的发展，如研究者们引入自适应源平面网格[45]，引入贝叶斯证据 (Bayesian evidence) 对不同模型进行比较[46]，以及将像素化的扰动引入透镜势[47, 48]等。对于射电干涉阵的高分辨率观测数据，为了充分发挥其优势，人们需要对现有的图像建模代码进行相应的改写与拓展，从而实现对干涉阵数据直接在 uv 平面上进行透镜建模。

1992 年 Kochanek 和 Narayan[49]介绍了 LensClean，这是一种基于 CLEAN 算法的干涉数据透镜建模方法。后来 Ellithorpe 等人[43]和 Wucknitz 等人[50]对其进行了改进。Bussmann 等人[51, 52] 和 Hezaveh 等人[53]开发了另一种基于对 uv 数据进行拟合的透镜建模方法。前者利用马尔可夫链蒙特卡洛方法 (Markov Chain Monte Carlo, MCMC) 生成大量成对的参数化透镜和背景源，并将其映射到 uv 空间，然后根据 uv 空间中计算的 χ^2 来确定最优解；后者[53]提出了一种具有参数化透镜和背景源模型并包括内部自校准的可见度数据拟合技术，然后利用该方法对 SPT 样本中的几个具有 ALMA 观测数据的透镜体系进行了研究。尽管与直接使用射电波段洁化图像的透镜建模相比，这些新方法有了显著的改进，但它们的源模型依然是参数化的 (如 Sérsic 或高斯轮廓)。于是 2016 年 Hezaveh 等人[54]在其 2013 年工作[53]的基础上进一步引入像素化的源模型。

4.2　对于图像的传统建模方法

首先介绍用于光学图像的引力透镜建模方法。通常星系-星系强引力透镜建模包含四个要素，即：透镜星系的质量分布模型，透镜星系的亮度分布模型，背景源天体的亮度分布模型以及点扩散函数 (point spread function, PSF)。其建模的流程可以总结为：对任意给定模型参数的透镜星系 (质量分布与亮度分布) 与背景源星系 (亮度分布)，人们可以通过透镜方程生成一个理想的模型图像；由于望远镜存在一定的模糊效应，人们再利用这一理想图像对望远镜的 PSF 进行卷积，然后与观测图像进行比较，最终找到一组最优的模型参数，它产生的模型图像最接近真实的观测图像。

在实际建模的过程中，人们一般会使用参数化的模型来描述背景源星系的亮度分布 (如 Sérsic 解析轮廓)。这种简单的参数化引力透镜宏观模型通常能够比较好地再现很多透镜系统的宏观特征，如透镜星系的质量、椭率、方位角和背景源星系的有效半径与光度。但对于一些应用，如果要更加精细地描述源的亮度分布信息，就需要使用非参数化模型，将源星系在源平面的亮度分布看作是一个个离散的像素点，每一个像素都是一个自由参数[55–57]。同样对于透镜星系也有参数化与非参数化的质量模型。

4.3 对可见度函数的建模方法

与光学图像不同，干涉阵直接测量的是目标源亮度分布在傅里叶空间的信号，一般对该信号需要进行“反转”与“洁化”才能得到常规的亮度分布图像。由于“洁化”得到的图像会存在不规则的关联结构，且“洁化”这一过程本身会为图像引入无法估计的亮度误差，因此人们在透镜建模时将难以对模型误差进行正确的评估，从而得到有偏差的模型解。

由于在图像平面上建模比直接处理非常大的可见度数据集更高效，人们在对 ALMA 的高分辨率观测数据进行透镜建模时，也会使用洁化的图像[5]。但为了充分利用干涉阵的观测数据，更加精细的透镜建模需要直接使用可见度数据。目前很多团组开发了直接在 uv 平面上对可见度数据进行透镜建模的技术[41, 53, 58, 59]。对可见度数据直接进行透镜建模的优势是，它让自校准 (如天线相位校正) 作为模型优化的一部分，因此纳入了测量中存在的全部不确定度。当前不同团组对于源重构的实现存在一些差异，如 Hezaveh 等人[53]和 Bussmann 等人[41]使用了参数化的源模型；而 Rybak 等人[58, 59]采用了一种基于贝叶斯框架下的像素化重构技术，这一方法基于 Vegetti 和 Koopmans[48]的工作，是其方法在干涉阵数据上的拓展。Rybak 的方法可以使人们充分利用 ALMA 的高分辨率观测数据来研究背景源星系复杂的亮度分布。

利用可见度函数进行透镜建模的基本思路如下：

(1) 猜测一组可能的模型参数 (包括透镜星系的质量模型与源星系的亮度分布模型) 得到理想的模型透镜图像。

(2) 将上一步的图像进行傅里叶变换，得到一个定义在规则 uv 格点上的“可见度”图像。

(3) 对上一步得到的“可见度”图像，对给定的任意 uv 坐标进行线性插值，从而得到其对应的模型“可见度”数值。

(4) 计算观测与模型可见度之间的差异 (χ^2)，根据这一数值来不断猜测新的参数，直到采样了整个参数空间，从而获得最优解。

4.4 利用干涉阵数据进行运动学建模

当人们研究星系的运动学和形态学特征时，需要去对其中的星际介质 (ISM) 进行高分辨率的观测，通常这需要探测到几十到大约 100 pc 尺度的分子气体。作为天然的望远镜，强引力透镜效应使得人们可以研究空间上解析的背景源星系的速度场信息[5, 60–64]。如 Stark 等人[60]在 2008 年利用强透镜研究了一个红移为 3.07 的星系的运动学信息，其分辨率约为 120 pc。

利用光学图像研究背景源星系运动学时通常有以下特征：

(1) 透镜星系的质量模型是通过高分辨率的图像数据获得[60–62, 65, 66]。

(2) 对已经去除透镜效应的三维积分视场单元 (IFU) 数据进行运动学建模[62, 65]，通过高斯拟合源平面中的发射线来得到速度与速度弥散信息，或者通过将像平面的矩图去除透镜效应并映射到源平面上[61, 66]。这两种情况下透镜星系的质量模型都是保持固定的。

(3) 通常会使用解析函数 (如反正切函数) 来拟合去透镜效应后的速度场，并得到对应的

旋转曲线 (即 kinemetry 方法)。

对干涉阵观测的分子谱线数据进行研究时也采取类似的方法[5, 59, 67]。首先对与谱线同一频带观测的射电连续谱数据进行建模，获得透镜星系的质量模型；然后利用该质量模型对三维的谱线数据进行透镜建模，重构源的亮度分布，进一步计算得到源平面的矩图；最后，通过将 kinemetry 方法[68]应用于一阶矩图和二阶矩图[59]，或将动力学模型应用于一阶矩图[5, 67]，来推导运动学参数。

迄今为止，大多数的强透镜研究都是基于对二维面亮度数据的分析。对于三维数据立方体，通常使用上述对二维数据进行建模的技术[60]简单地在重构时将数据立方体的通道当作是一系列独立的源，然而在这种情况下，事先是不知道重构的通道之间如何相互关联。研究者们为了增加数据的信噪比并减小建模时使用的可见度数据大小，通常会对数据进行预处理；对时间进行一定的平均，对不同的通道进行平均合并，使得合并后的每个通道足够宽以获得高的信噪比，同时又足够窄以研究其运动学信息。如图 7 所示，数据切片的每个通道宽度为 50 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$。如果背景源星系存在旋转的盘结构，那么可以对重构出的源平面中每个通道的图像数据用一个解析的盘模型来进行拟合，从而获得相关运动学参数[69]。

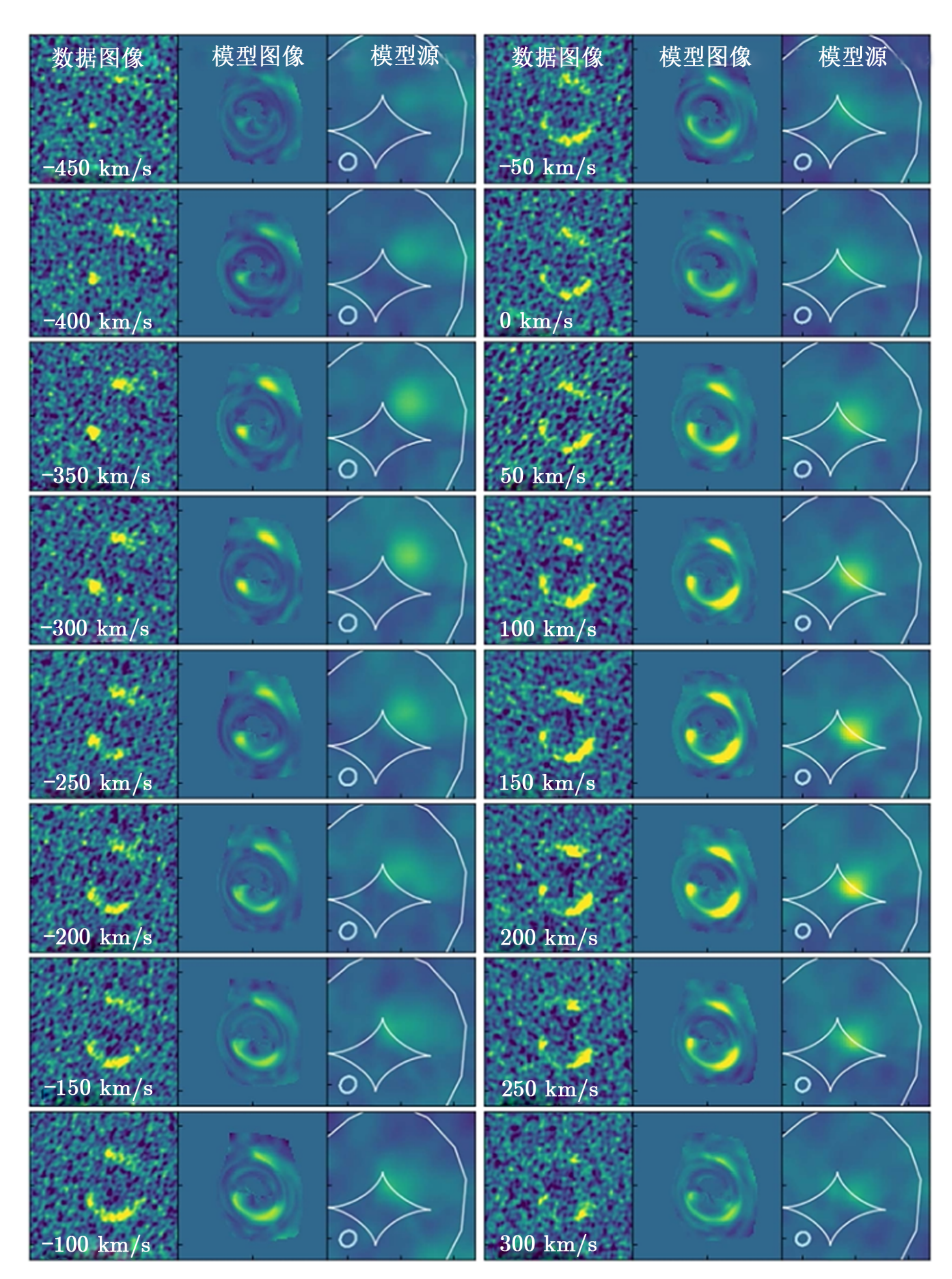
然而，以上提到的方法都是次优的，主要有两个原因：首先，如果透镜星系的质量模型保持不变，就不可能量化其与源星系运动学特性之间的简并性；其次，运动学拟合是在重构的源上进行，而不是直接在数据上。在源平面上，像素是相关的，且分辨率随透镜放大率的大小而变化。因此，在推导源星系的运动学参数时会引入难以量化的系统误差。2018 年 Patrício 等人[70]采用了一种正向建模方法，通过对发射线进行高斯拟合，直接在像平面上拟合数据得到对应的速度场信息，部分克服了上述一些问题。然而，与前面提到的方法类似，这种方法并不理想，因为它依赖于从哈勃空间望远镜 (Hubble Space Telescope, HST) 观测数据中得到的固定的透镜质量模型，同时该方法是对二维速度场进行运动学建模，而非完整的三维数据立方体。2018 年 Rizzo 等人[71]提出一种对完整三维数据进行建模的新方法，利用参数化的旋转盘模型对模拟的发射线积分视场观测数据 (或是射电干涉阵的观测数据) 进行直接拟合，使得人们能够同时得到透镜的质量模型以及源星系的运动学信息。Patrício 等人[70]与 Rizzo 等人[71]的这两个工作都解决了源平面分辨率不均匀的问题。Rizzo 等人[71]的方法可以让人们同时优化透镜星系和源星系的参数，从而对模型参数间的简并性进行研究。

尽管拟合参数化的运动学模型在很多情况下都很有效，但如果源星系的运动学结构是扰动的，具有复杂的形态，或者其存在多个组分，那么简单的参数化模型就会与这样的运动学结构存在较大差异。

下面简单介绍 kinemetry 方法[68]以及 Rizzo 等人[71]2018 年提出的动力学建模方法。

kinemetry 方法是基于这样一种思想，即重构源的速度场/速度弥散可以用一系列长轴长度增加的同心椭圆来描述；然后，沿每个同心椭圆的一阶矩 (速度场) 与二阶矩 (速度弥散) 可以被分解为带有少量谐波项的傅里叶级数。一阶矩 $M_1(x,y)$ 与二阶矩 $M_2(x,y)$ 可以写为：

$$M_1(x,y)=\left(\sum_v I_v(x,y)\right)^{-1}\sum_v v_v\cdot I_v(x,y)\quad , \tag{24}$$



注：每一个通道的宽度为 50 km · s^{-1}。

图 7 对 SPT0346-52 [C II] 158 μm 发射线进行重构[63]

$$M_2(x,y)=\left[\left(\sum_v I_v(x,y)\right)^{-1}\sum_v I_v(x,y)(v_v-M_1(x,y))^2\right]^{\frac{1}{2}}\quad ,\tag{25}$$

其中，(x,y) 为源平面位置坐标，v 与 v_v 分别为给定通道处的频率与静止参考系速度，$I_v(x,y)$ 为给定频率像平面上 (x,y) 处的面亮度。

在 kinemetry 方法中，i 阶矩可以分解为：

$$M_i(a,\psi)=A_{0,i}(a)+\sum_{n=1}^{\mathrm{N}}[A_{n,i}(a)\sin(n\psi)+B_{n,i}(a)\cos(n\psi)]\quad ,\tag{26}$$

其中，a 和 ψ 是环的半长轴与方位角。式 (26) 可以改写为：

$$M_i(a,\psi)=A_{0,i}(a)+\sum_{n=1}^{\mathrm{N}}k_{n,i}(a)\cos[n(\psi-\phi_{n,i}(a))]\quad ,\tag{27}$$

其中，$k_{n,i}$ 和 $\phi_{n,i}$ 分别为：

$$k_{n,i}(a)=\sqrt{A_{n,i}^2(a)+B_{n,i}^2(a)}\quad ,\tag{28}$$

$$\phi_{n,i}(a)=\arctan\left[\frac{A_{n,i}(a)}{B_{n,i}(a)}\right]\quad .\tag{29}$$

对于一个理想的旋转盘结构，展开式中唯一的非零项是 $B_{1,\mathrm{v}}$ 和 $A_{0,\sigma}$ 项，分别对应于圆周速度和常数的速度弥散。

2018 年 Rizzo 等人[71]使用修改版本 $^{3\mathrm{D}}$BAROLO[72]的 building-model 模块来构建其运动学模型。旋转星系会由倾斜环模型[73]模拟为一系列同心环。在每个环上，气体的位置是随机选择的，这样平均来说，气体将在其表面上均匀分布。每个环由以下参数描述：

(1) 中心坐标 $x_{\mathrm{s}}, y_{\mathrm{s}}$；

(2) 倾角 i，$i=0^\circ$ 时星系为正向 (face-on)，$i=90^\circ$ 时星系为侧向 (edge-on)；

(3) 位置角 PA (position angle)；

(4) 正向气体柱密度 $\varSigma$；

(5) 系统速度 V_{sys}；

(6) 旋转速度 V_{rot}；

(7) 速度弥散 σ_{gas}。

于是在半径 R 处视线方向上的投影速度 V_{los} 定义为：

$$V_{\mathrm{los}}(R)=V_{\mathrm{sys}}+V_{\mathrm{rot}}(R)\cos\phi\sin i\quad ,\tag{30}$$

其中，ϕ 为该星系平面上的方位角。同时人们采用了三个经验函数来描述旋转曲线：反正切函数、双曲正切函数和多参数函数，它们的具体形式如下：

$$V_{\mathrm{rot}}(R)=\frac{2}{\pi}V_{\mathrm{t}}\arctan\left(\frac{R}{R_t}\right)\quad ,\tag{31}$$

$$V_{\rm rot}(R) = V_{\rm t}\tanh\left(\frac{R}{R_{\rm t}}\right) \quad , \tag{32}$$

$$V_{\rm rot}(R) = V_{\rm t}\frac{\left(1+\dfrac{R_{\rm t}}{R}\right)^{\beta}}{\left[1+\left(\dfrac{R_{\rm t}}{R}\right)^{\xi}\right]^{1/\xi}} \quad . \tag{33}$$

其中，$R_{\rm t}$ 是旋转曲线内部与外部间的转向点半径 (turn-over radius)，$V_{\rm t}$ 为反正切函数和双曲正切函数的渐近速度，是多参数函数的速度标度。反正切函数主要用于高红移星系的运动学建模[66, 74]。然而它不够灵活，尤其是在可能出现凸起的内部区域。此时可以使用更灵活的多参数函数。

为了描述速度弥散轮廓，可以选择幂律、线性或指数函数的形式：

$$\sigma_{\rm gas}(R) = \sigma_0\left(\frac{R}{R_\sigma}\right)^{\zeta} \quad , \tag{34}$$

$$\sigma_{\rm gas}(R) = \sigma_0 + \zeta R \quad , \tag{35}$$

$$\sigma_{\rm gas}(R) = \sigma_0 {\rm e}^{-\frac{R}{R_0}} + \sigma_1 \quad . \tag{36}$$

5 目前 (亚) 毫米强引力透镜观测的研究进展

5.1 对高红移星系的研究

利用毫米/亚毫米波段的强引力透镜系统，天文学家可以对遥远星系中的恒星形成活动与星际介质进行详细的研究。

5.1.1 高红移谱线

由于强透镜的放大效应以及 ALMA 极高的灵敏度，人们在研究高红移星系时不仅可以使用传统的分子与原子谱线 (例如 CO, [C II])，还可以使用其他亚毫米波段比较弱的发射线与吸收线。2014 年 Spilker 等人[75]使用 SPT 源的叠加光谱首次证明了 ALMA 可以在高红移源中检测到丰富的光谱特征，该光谱共有 16 条信噪比大于 3 的谱线，同时这篇文章也第一次限制了许多处于高红移的分子种类。这些高红移的“非传统”谱线为人们研究遥远恒星形成星系打开了一个全新的窗口。下面将讨论 ALMA 在研究强透镜源时可以检测到的一些谱线。

(1) 致密气体的示踪分子

虽然 CO 通常是高红移恒星形成星系中最容易探测到的分子，但其碰撞激发所需要的临界密度相对较低 ($n_{\rm H_2} \approx 10^2 \sim 10^3$ cm^{-3})，这意味着在研究典型的恒星形成区 (致密的分子云核心) 时，CO 并不是一个很好的示踪分子。那些具有较高临界密度 ($n > 10^4$ cm^{-3}，例如 HCN, HNC, $\rm HCO^+$, CN 等) 的分子被人们认为是研究恒星形成时更可靠的示踪剂。最近

天文学家[75, 76]利用 ALMA 的观测对强透镜恒星形成星系进行了研究，他们使用这些谱线的线强比对恒星形成区星际介质的密度、温度和激发条件进行了限制。

(2) H_2O

水也是一种致密气体的示踪剂，它被认为是分子云中含量最丰富的分子之一，因此在人们研究尘埃遮蔽星系中的星际介质时，水是非常重要的一条谱线[77]。在相同的频率范围内，高激发的水线 (基态以上 500 K) 亮度与 CO 相近。最早 Omont 等人[78, 79]以及 Yang 等人[80]的工作中利用 PdBI/NOEMA 对最亮的一些透镜亚毫米星系 (lensed SMGs) 的水线进行了观测。目前 ALMA 已经可以对水分子进行高分辨率的观测。例如在 2014 年，研究者们使用 ALMA 对强引力透镜源 SDP.81 (z=3.042) 中的水线进行了高分辨率的观测 (0.9″)[81]。2019 年 Yang 等人[64]利用 ALMA 在强透镜系统 G09v1.97 (z=3.63) 中观测水线时达到了 0.4″ 的分辨率。

(3) CO 同位素

^{13}CO 和 C^{18}O 通常比 ^{12}CO 光学薄，因此它们可作为总分子柱密度的示踪分子。除此以外，碳和氧的同位素具有不同的形成路径，人们可以利用这些谱线与 ^{12}CO 的比值来研究高红移的核合成。2014 年 Spilker 等人[75]基于叠加光谱探测到 ^{13}CO 的多重跃迁，对于一个 $L_{\rm IR} = 5 \times 10^{13} L_\odot$ 的星系进行计算后发现，ALMA 只需对每条谱线观测 30 min 就可以探测到 (甚至空间上分辨) 这些微弱的谱线。这将为人们了解宇宙同位素增丰的历史打开一个新窗口。2018 年 Zhang 等人[82]利用 ALMA 在研究 4 个红移 2 ~ 3 的强透镜亚毫米星系时，发现其有较低的 ^{13}CO/C^{18}O 丰度比，基于 Romano 等人[83, 84]的模型，他们认为低丰度比可能暗示了高红移亚毫米星系有着大质量恒星数目比例更高 (top-heavy) 的初始质量函数 (initial mass function, IMFs)。

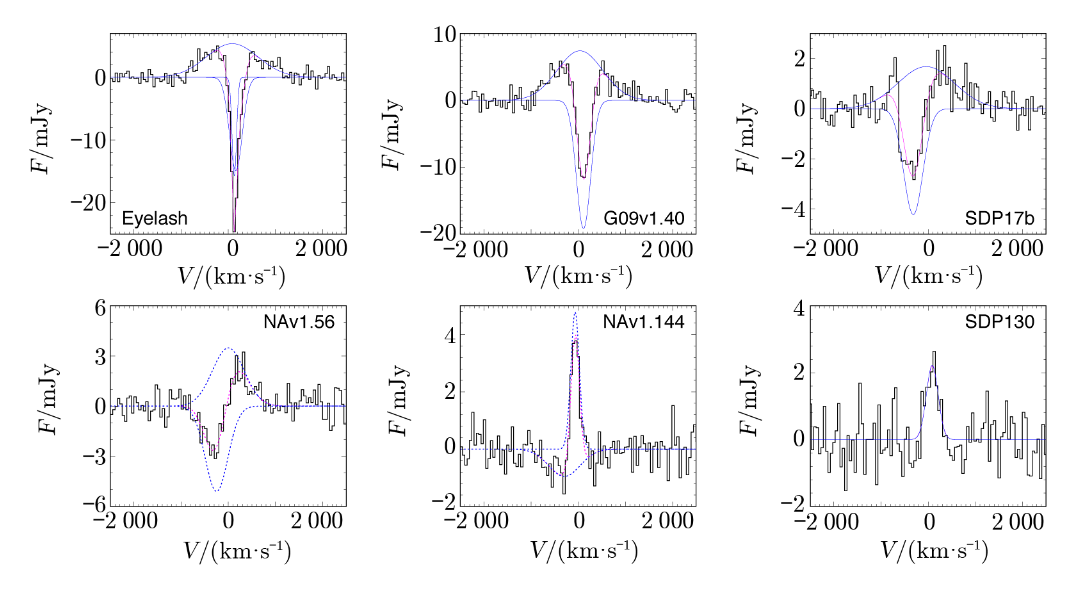
(4) 原子精细结构谱线

这一类原子精细结构谱线包括恒星形成星系光谱中远红外波段最亮的一些发射线，人们在非透镜星系中也探测到许多这些谱线。尤其是 [C II] (158 μm)，它一般是恒星形成星系长波光谱中最强的谱线。目前人们利用 ALMA 对透镜星系[85]和非透镜星系[86−88]进行观测时，[C II] 已经是一个常规被探测到并解析的信号。强透镜效应使得人们可以对重要的原子精细结构谱线进行一些初步的统计研究。例如，2017 年 Bothwell 等人[89]研究了红移 2 ~ 5 的 13 个 SPT 强透镜源的 [C I]。由于 [C I] 被认为是星际介质中冷分子的良好示踪剂[90, 91]，人们认为可以利用它来研究 H_2 质量。Bothwell 等人[89] 利用这一假设推导出基于 [C I] 源的气体质量，发现它与基于 CO 的估计值存在显著偏差，这表明这些源比近邻星暴星系拥有更致密、更富碳的介质。

(5) 分子吸收线

由于分子吸收线的强度不随距离而衰减，仅取决于背景源的亮度，因此它们对视线方向上的少量分子气体非常敏感。分子吸收线可以作为星际介质中分子的重要示踪剂与分子外流的标志。10 年前，人们仅仅探测到近邻宇宙外 5 个源的吸收线[92]。之后人们利用赫歇尔望远镜上的光谱和光度成像接收机 (spectral and photometric imaging receiver, SPIRE) 在

最亮的透镜亚毫米星系中探测到一些 OH 的吸收信号[93, 94]。而目前通过 ALMA，人们已经可以研究高红移的分子吸收线[95]。例如 Spilker 等人[96]2018 年的工作中表明，在红移为 5.3 的强透镜星暴星系中，通过羟基分子 (即 OH) 的 119 μm 基态双峰跃迁，探测到并在空间上可以分辨出分子吸收的信号。OH 的观测表明，快速分子外流能够带走大部分恒星形成所需的气体，该结果为自我调节的反馈机制提供了新的观测证据。此外利用 ALMA 对强透镜源进行观测时，人们在高红移还发现了新分子，例如 Falgarone 等人[97]对 6 个红移约为 2.5 的透镜星暴星系进行观测时，探测到 CH^+ 基态跃迁的吸收线与发射线 (如图 8 所示)。ALMA 近期在观测两个红移约为 2.3 的透镜亚毫米星系时还探测到 OH^+ 与 H_2O^+ 基态跃迁的吸收线[98]，这些吸收线可以用来测量宇宙线在其扩展的气体晕中的电离率。



注：ALMA 的灵敏度与强引力透镜结合使得人们在高红移第一次探测到这种分子。

图 8 在 6 个红移约为 2.5 的星暴星系中探测到 CH^+ 的吸收线与发射线[97]

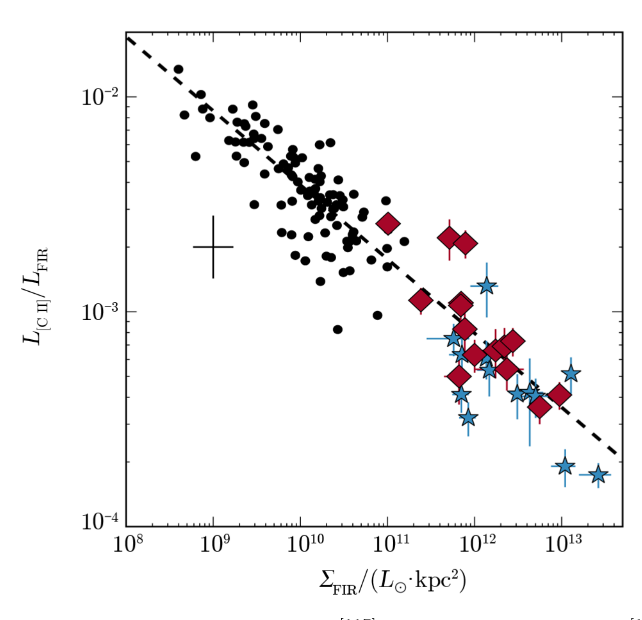
5.1.2 高红移恒星形成

利用远红外连续谱与 CO 发射线，人们可以对高红移星系的恒星形成与分子气体进行研究。其中一个重要领域是：使用可分辨 (亚星系尺度) 的观测数据来研究单个星系中气体转化为恒星的相对效率 (如 Kennicutt-Schmidt relation)。目前很多团组利用 (亚) 毫米的观测数据对非常亮的星系或是强透镜星系的恒星形成进行了一系列研究[99–105]。近些年来 ALMA 对强透镜星系的观测进一步推动了这一领域的研究[106–111]。利用一些样本中 ALMA 的观测数据，人们甚至可以对高红移星系中恒星形成团块进行研究。例如，Sharda 等人[109]利用高分辨率的 ALMA 观测数据，研究了 Swinbank 等人[67] 在 SDP.81 中发现的一个可分辨的恒星形成区，他们测试了各种恒星形成模型，结果显示 multi-freefall (湍流) 模型[112]是最符合观测的。后续对一个非透镜亚毫米星系 AzTEC-1 (红移约为 4.3) 中的两个恒星形成团块进行分析时，他们得到了类似的结论[110]。结果显示高红移星暴星系中很大的恒星形成率，很

可能是由引力与湍流间的相互作用来维持的。

5.1.3　[C II]/FIR 亏损

当星系的远红外总光度 $L_{\rm FIR}$ 大于 $10^{11}L_{\odot}$ 时，总体的 $L_{\rm [CII]}/L_{\rm FIR}$ 系数会随着 $L_{\rm FIR}$ 的增大显著下降，这一现象称为 [C II]/FIR 亏损 ([C II]/FIR deficit)[113–115]。由于 ALMA 对高红移星系的 [C II] 线和远红外连续谱都能实现高分辨率的观测，人们在 [C II]/FIR 亏损这一领域取得了很多进展。2016 年 Spilker 等人[116]利用 ALMA 对强透镜 SPT 源分析后发现，$L_{\rm [CII]}/L_{\rm FIR}$ 系数可以很好地表征远红外面质量密度，这一工作将 Díaz Santos 等人[117]2013 年利用低红移星系得到的结果又拓展了两个数量级 (如图 9 所示)。随后的研究将这一工作拓展到红移大于 5 的星系[118]。



注：图中的黑点为 GOALS 巡天中低红移的恒星形成源[117]，蓝色五角星表示高红移源[116]，红色正方形为 SPT 观测到的富尘埃恒星形成星系[85]。GOALS 巡天数据的不确定度在图中用黑色十字表示。

图 9　近邻星系与高红移星系中 $L_{\rm [CII]}/L_{\rm FIR}$ 光度比与远红外面质量密度的关系[116]

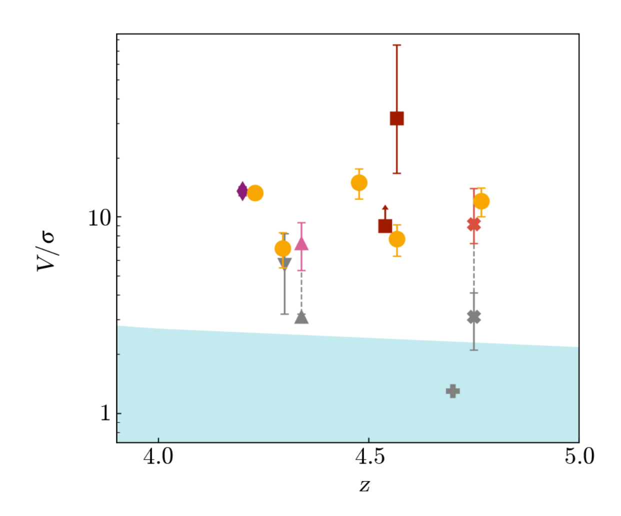
Lamarche 等人[119]和 Litke 等人[63]对强透镜星系进行亚星系尺度的观测时发现，如果这种亏损的发生存在一个物理尺度的话，它一定发生在 sub-kpc 尺度。这表明 [C II]/FIR 亏损是在局部产生的，这与之前 Smith 等人[120]2017 年利用近邻星系得到的结果相符。

5.1.4　高红移星系的运动学与形态

当一条谱线比如 CO (或 [C II]) 有足够的信噪比且在空间上可以被分辨时，人们就可以通过拟合动力学模型来研究高红移星系的动力学特性。大多数此类研究都发现了旋转盘的特征[5–7, 67, 121, 122]。人们为了量化旋转盘的性质使用了很多动力学建模工具，如 DYSMAL, GalPak$^{\rm 3D}$, $^{\rm 3D}$BAROLO[72, 123, 124]。研究者们在分析 SDP.81 的高分辨率观测数据时发现，这一高红移星系的尘埃分布并不均匀，其中的团块大小约为 200 pc 且位于一个体积更大的冷

气体盘中[5, 58, 59]。Dye 等人[5]和 Swinbank 等人[67]认为 SDP.81 的盘结构是旋转支撑的，而 Rybak 等人[58, 59]的研究指出在更大的半径下这一系统存在显著不对称的运动学特征，表明存在一个具有多个速度成分的扰动盘。SDP.81 的 Toomre 参数 (Q) 约为 0.3，表明其盘结构是不稳定的[5, 67]。2019 年 Litke 等人[63]利用 ALMA 对红移为 5.7 的强透镜星系 SPT0346-52 的 [C II] 进行了观测，发现该系统存在两个空间上 (约 1 kpc) 和动力学上 (约 500 $\mathrm{km\cdot s^{-1}}$) 分离的组分，它们通过气体“桥”相连接。这一结果表明 SPT0346-52 是一个主并合系统 (major merger)[63]。

2020 年，Rizzo 等人[7]利用高分辨率的 ALMA 观测数据，在研究红移为 4.2 的一个透镜富尘埃恒星形成星系 SPT0418-47 的动力学性质时发现，该星系具有与近邻旋涡星系类似的动力学特征，存在一个动力学冷的盘结构。这一特征表明，该系统较高的恒星形成率与气体比例似乎没有引起大的湍流运动，星系的稳定性并未受到影响。2021 年 Rizzo 等人[122]利用 [C II] 进一步研究了 5 个红移约为 4.5 的透镜富尘埃恒星形成星系，得到了与前面类似的结果，即这些系统是动力学冷的，其 V/σ 系数为 $7\sim15$ (见图 10)。2021 年 Fraternali 等人[125]在研究两个非透镜的富尘埃恒星形成星系时也得到了相似的结论。由于这些星系的恒星形成率与星际介质的性质在富尘埃恒星形成星系中是比较典型的[99, 126, 127]，人们认为动力学冷盘结构特征在高红移恒星形成星系中可能是普遍存在的。然而，对于大多数数值模拟和半解析模型来说，再现具有如此快的旋转速度、高恒星形成率和冷气体含量的高红移星系仍然是一个问题[128−131]。



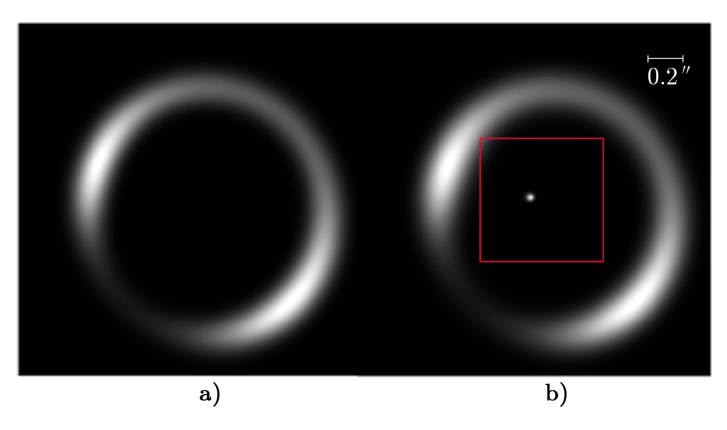
注：Rizzo 等人 2021 年的样本为黄色圆圈，其定义为 $V_{\mathrm{flat}}/\sigma_{\mathrm{ext}}$，紫色菱形为 Rizzo 等人[7] 2020 年工作中的样本，粉色三角为 Sharda 等人[110]研究的一个非透镜星暴星系样本，红色正方形为 Fraternali 等人[125]研究的两个非透镜的富尘埃恒星形成星系，橙色叉号为 Lelli 等人[132]发现的一个具有核球的非透镜星暴星系，灰色倒三角为 Hodge 等人[133]研究的一个亚毫米星系，灰色十字为 Carniani 等人[134]研究的一个并合系统，灰色叉号为 De Breuck 等人[135]研究的一个星暴星系，灰色正三角为 Tadaki 等人[111, 136]研究的两个星暴星系，浅蓝色区域为目前理论的预测范围[128−130, 137]。

图 10 高红移星系 V/σ 随红移的分布[122]

5.2 透镜星系中心的超大质量黑洞

通常有核球的星系的中心会存在一个超大质量黑洞 (supermassive black hole, SMBH)。尽管核球超出了超大质量黑洞的动力学影响范围，观测发现黑洞质量与核球的物理性质 (如光度、速度弥散和恒星质量) 却相关[138–141]。这些相关性表明超大质量黑洞与其宿主星系是共同演化的[142]，因此，确定这种相关性的起源对于人们理解星系的形成与演化是非常重要的。当人们利用恒星动力学、气体动力学或脉泽动力学对黑洞质量进行测量时，目前只能研究约 150 Mpc 范围内的星系[142]。反响映射 (Reverberation mapping)[143]这一方法使得人们可以进一步测量约 1 Gpc 范围内活动星系核 (AGN) 的黑洞质量。然而反响映射仅适用于具有明亮 AGN 发射的星系，这使得对宿主星系核球的速度弥散和恒星质量的测量变得复杂。由于在宇宙学距离上很难对黑洞质量进行直接测量，当红移超过 0.4，人们就必须依赖超大质量黑洞的质量与活动星系核的某些可观测量 (如光度) 间假定的标度关系。利用强引力透镜作为一种独立的方法也可以帮助人们在宇宙学距离上测量超大质量黑洞的质量。

人们对透镜星系进行建模来拟合背景源产生的图像，可以推断出前景透镜星系质量分布的性质。透镜理论预测，对于非奇异质量分布，应该存在一个非常接近透镜中心的暗弱的像[144, 145]。这个像的亮度对透镜星系中心小尺度 (约 100 pc) 上的质量分布十分敏感，越集中的质量分布会使中心像变得更加暗弱 (见图 11)。当前人们可以通过透镜中心像的亮度来研究透镜星系中心的超大质量黑洞[146–150]。由于这些中心像的亮度较低，且会与透镜星系的光线混在一起，探测到这些中心像非常困难。因为透镜星系往往是早型星系，它们在亚毫米波段几乎不发光，目前最有可能在射电波段探测到这一暗弱的中心像。事实上，当前唯一探测到中心像的透镜系统便来自射电波段的观测[146]。



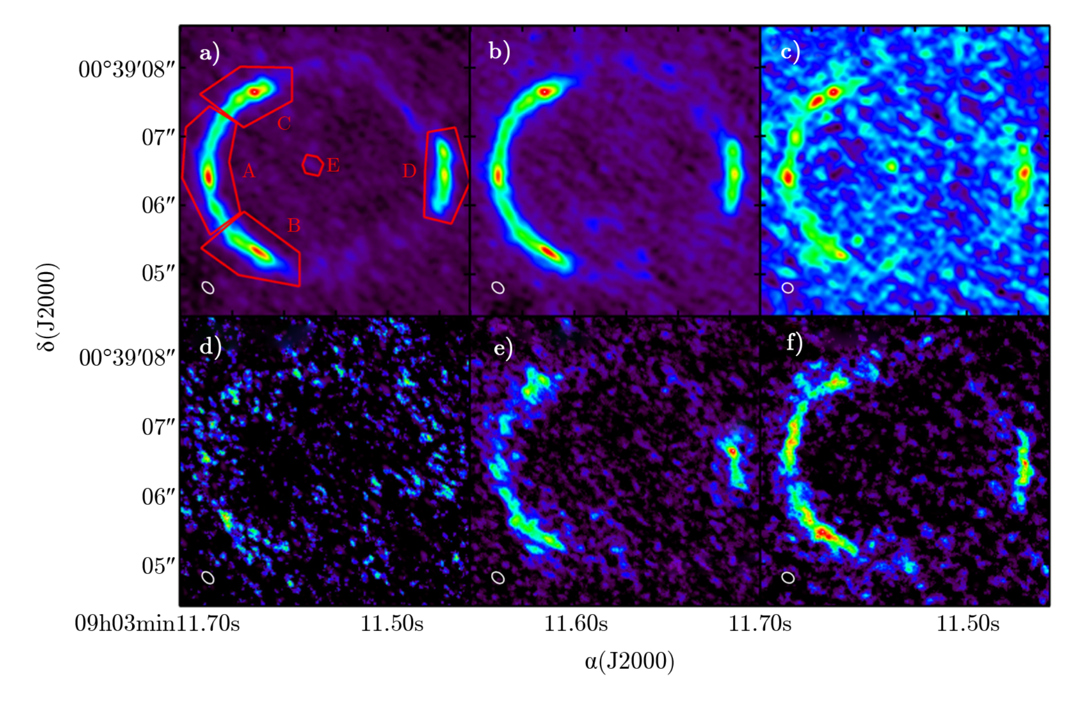
注：a) 当透镜势非常陡且尖时，一个高斯亮度轮廓 (半高全宽为 1 170 pc) 的背景源产生的强透镜图像，此时中心像的亮度将大大减弱，使得人们不能探测到；b) 相同的模型参数下，透镜星系存在一个 400 pc 的核区而产生的强透镜图像。

图 11　强引力透镜中心像示意图[151]

近些年来亚毫米波段的巡天观测显示，在红移 $z \approx 2 \sim 7$ 处有着大量强透镜富尘埃恒星形成星系[21, 23, 41, 53]。这些强透镜富尘埃恒星形成星系是广域亚毫米巡天观测中最亮的天体

之一[152]，是人们搜索强引力透镜系统中心像的理想目标。Hezaveh 等人[151]2015 年的文章指出，凭借 ALMA 优秀的灵敏度与分辨率，人们将可以探测到这些透镜系统的中心像并限制透镜星系核区的大小、质量轮廓的斜率以及中心超大质量黑洞的质量。

然而，即使人们未探测到中心像，也可以对透镜星系内部质量分布施加一定的限制[153]。2015 年 Wong 等人[148]在分析 SDP.81 的高分辨率观测数据时发现，这一系统透镜星系 (红移约 0.3) 中心的活动星系核 (AGN) 存在连续谱辐射，但在任何分子线的观测中都没有发现强透镜理论所预言的中心像 (见图 12)。他们对透镜星系中心的质量分布进行限制，最终认为该星系中心的超大质量黑洞的质量下限为 $10^{8.5}M_{\odot}$。同样的 Tamura 等人[147]对该系统研究时也得出了类似的结论，他们认为质量大于 $3\times10^{8}M_{\odot}$ 的超大质量黑洞才能解释这一系统中缺失的中心像。黑洞的质量也可以利用其质量与核球速度弥散间的关系计算得出[139, 140]。2015 年 Tamura 等人[147]利用 Kormendy 和 Ho[142]2013 年文章中的关系计算得出，SDP.81 系统中的超大质量黑洞的质量约为 $10^{9}M_{\odot}$，这与前面利用强引力透镜得到的质量限制相吻合。



注：a), b), c) 分别为 Band 7, Band 6, Band 4 的连续谱图像，d), e), f) 分别为 CO J=10-9, CO J=8-7, CO J=5-4 的谱线成图。c) 中的中心像为透镜星系中心活动星系核的辐射，而非背景源星系所成的中心像。

图 12 ALMA 观测到的 SDP.81 图像[148]

5.3 对暗物质子结构的研究

宇宙中多达 85% 的物质是由暗物质组成的，而它的性质是物理学中长期存在且研究最多的问题之一[154–156]。在标准冷暗物质 (cold dark matter, CDM) 宇宙学模型中，这种物质被认为是由弱相互作用的粒子组成，它们早期的热速度可以忽略不计，并且在约小于 1 kpc

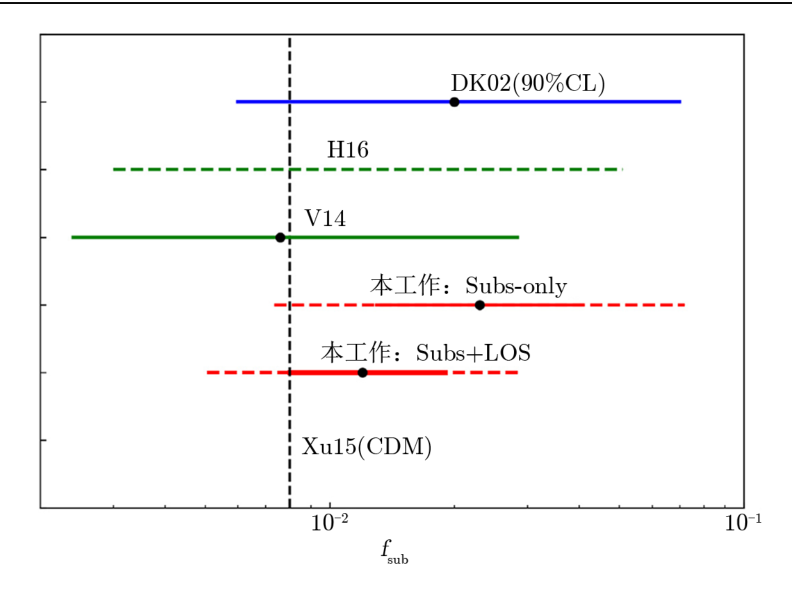
的尺度上是无碰撞的[157, 158]。对宇宙微波背景的观测表明，大爆炸后不久，宇宙中的物质分布除了小的密度扰动，总体上是平滑均匀的[159, 160]。由于它们的热速度可以忽略不计，CDM 粒子会被限制在这些密度扰动中，在引力的影响下演化并形成小尺度结构[161, 162]。这些密度扰动的分布和演化将决定当前宇宙中暗物质分布的统计性质，重子物质将在暗物质构成的骨架上形成人们看到的星系和星系团[163, 164]。ΛCDM 模型这一宇宙学框架在大尺度上与观测数据是非常一致的，然而在较小的尺度上 (小于几 kpc)，高分辨率数值模拟的预测结果与观测数据之间存在较大差异[165–167]。为了缓解理论与观测之间的差异，人们也开始考虑其他暗物质模型，如自相互作用暗物质 (self-interacting dark matter)、温暗物质 (warm dark matter) 和模糊暗物质 (fuzzy dark matter)[168–171]。

温暗物质和冷暗物质模型之间的一个关键区别是其在银河系和亚银河系尺度上的结构演化。由于其不可忽略的速度，温暗物质粒子可以自由地从早期宇宙小质量密度扰动中流出，这将使其小质量暗物质晕和子暗晕的数密度比冷暗物质的更小[172, 173]。由于这种抑制效应发生的质量尺度取决于暗物质粒子的动量分布及其产生机制，因此量化这些小质量暗晕的相对数量对于暗物质性质的研究非常重要。

强引力透镜是探测遥远星系暗物质晕中[54, 174–181] 以及视线方向上[182–184]小质量晕的有力工具。人们利用强引力透镜可以对暗物质晕的统计性质进行研究[185–188]。与近邻宇宙的其他方法相比，强引力透镜提供了一种独立的方法来区分不同的暗物质理论[173, 186–188]，如冷暗物质[189]、温暗物质[168, 190]与模糊暗物质[191, 192]，不同的模型将产生不同数量的小质量晕[173]。目前利用强引力透镜探测这些小质量晕有两种主流的方法。

一种方法是研究引力透镜类星体的流量比异常。与平滑透镜势的预测结果相比，小质量暗晕的存在将会改变类星体多像的相对流量。于是研究者们可以分析多像的流量比来探测小质量晕的总量，而不去推断它们各自的质量与位置。流量比取决于图像附近透镜势二阶导数的非线性组合，它作为小尺度结构的局部探针，可以帮助人们探测到小至 $10^7 M_\odot$ 的质量结构。Mao 和 Schneider[193] 与 Metcalf 和 Madau[194] 首次提出，流量比异常可能与前景透镜星系暗物质晕中存在的暗物质子结构有关，因此这些系统可以用来约束遥远星系的子结构性质。基于观测和数值模拟的后续研究证实了这一观点，明确了流量比异常作为探测小质量暗晕的一种手段的可行性[179, 195–197]。2020 年 Hsueh 等人[198]对 7 个透镜类星体的流量比进行了研究，在考虑到恒星盘、亮的卫星星系，以及沿着视线方向分布的小质量暗晕的影响后，其结果与冷暗物质模型的流体动力学模拟在 1σ 范围内是吻合的 (见图 13)。

第二种方法是引力成像法。透镜星系中的小质量暗晕会对引力透镜图像里延展光弧的面亮度分布产生一定的扰动，因此研究者们可以对图像的扰动进行分析来限制单个小质量暗晕的有效质量以及投影位置[47, 48]。到目前为止，人们利用这项技术对光学、红外[176–178]的图像进行研究，已经探测到质量范围 $10^8 M_\odot \sim 10^9 M_\odot$ 内的一些暗晕。例如 Vegetti 等人[199, 201]和 Ritondale 等人[202] 使用了 SLOAN ACS Lens Survey[34](SLACS) 和 BOSS Emission Line Lens Survey[203] (BELLS) 中的第 11 至 17 个透镜样本，来限制 $10^8 M_\odot \sim 10^{10} M_\odot$ 质量范围内的晕质量函数。他们发现最终的结果与冷暗物质模型的预测一致[200, 204]。而在毫米/亚毫米波段，随着近年来探测到一类新的引力透镜源天体——富尘



注：本图侧重展示不同研究对于子暗晕 $f_{\rm sub}$ 的限制，纵轴并无实际物理意义。DK02 表示 Dalal 和 Kochanek[174] 对 7 个透镜类星体的分析；H16：Hezaveh 等人[54] 对 SDP.81 系统的分析；V14 表示 Vegetti 等人[199] 研究 11 个 SLACS 透镜系统的结果；Subs+LOS 和 Subs-only，分别代表 Hsueh 等人[198] 文章中存在与不存在视线方向暗晕的结果；Xu15 表示 Xu 等人[200] 对 Aquarius 数值模拟的分析结果。所有不确定度均以 68% 置信度 (实线) 和 95% 置信度 (虚线) 表示，DK02 除外，表示为 90% 置信度。

图 13 目前强透镜研究中对于子暗晕 $f_{\rm sub}$ 的限制[198]

埃恒星形成星系①，人们开始对这一类强透镜系统中透镜星系的子结构进行研究[54, 206]。

利用 ALMA 对透镜富尘埃恒星形成星系的观测结果可能会彻底改变透镜星系中暗物质晕子结构的研究。由于其数量众多 (与透镜类星体相比)，利用透镜富尘埃恒星形成星系对暗物质子结构进行研究很有优势。此外，由于这些源星系处于高红移，因此人们可以研究一个较大红移范围内的透镜星系，从而限制暗物质子结构的红移演化。2013 年 Hezaveh 等人[206] 构建了 ALMA Cycle 0 观测到的 4 个富尘埃恒星形成星系的透镜模型。由于源天体具有极高的亮度且 ALMA 的灵敏度非常高，即使总曝光时间非常短 (约 20 s) 且只利用了约 15 个天线，他们也能够对前景透镜的质量分布进行严格的限制。这表明，人们未来可以利用完整的 ALMA 来细致地研究透镜星系的质量分布。

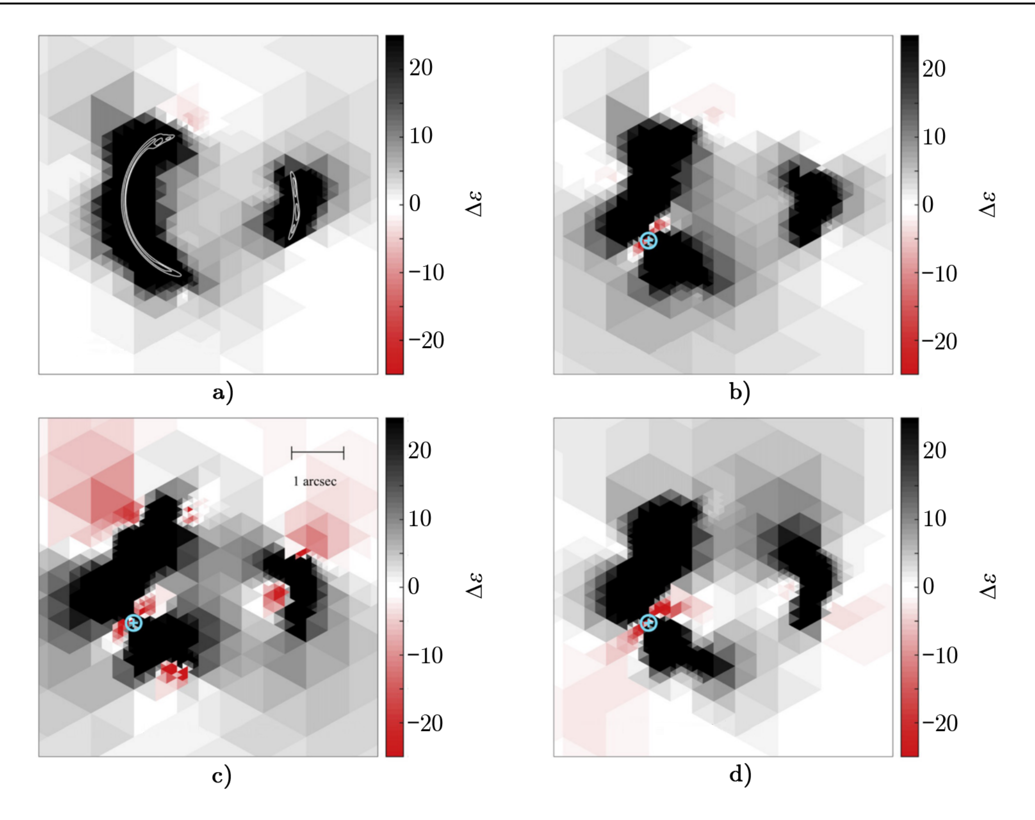
2016 年 Hezaveh 等人[54] 利用 ALMA 的高分辨率观测数据，使用了像素化的源模型来对可见度数据直接进行建模，并研究了 SDP.81 的子结构。首先，他们利用模拟数据对该方法进行了检验，如图 14 所示，其中的 $\Delta\varepsilon$ 表征两个不同模型间对数后验概率分布的差异，定义为：

$$\Delta\varepsilon(\boldsymbol{p}_{\rm sub}) \equiv \varepsilon_{\rm m}(\boldsymbol{p}_{\rm sub}) - \varepsilon_{\rm m0} \quad , \tag{37}$$

其中，$\varepsilon_{\rm m0}$ 对应模型中没有考虑子暗晕的情况。

可以看出，对于没有子结构的模拟数据 (见图 14 a))，该方法可以正确地排除子暗晕存

①Dusty star-forming galaxies，其红移高达 2 ∼ 5[21, 205]

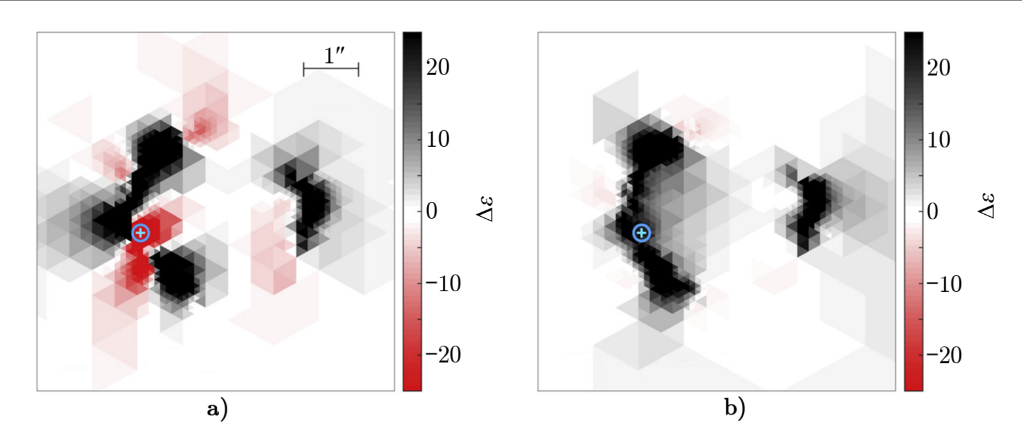


注：当对模拟数据中放入一个质量为 $4\times10^{8}M_{\odot}$ 的子暗晕，不同位置处的 $\Delta\varepsilon$ (定义见式 (37))。正值对应着该区域不存在子暗晕，负值意味着加入子暗晕时对数后验概率将增大。a) 模拟数据中未加入子结构，白色等高线对应模拟的爱因斯坦弧；其他三个子图中均在蓝色标记处加入了子暗晕。b) 数据中并未加入天线相位误差；c), d) 均加入了天线相位误差，c) 并未对其做任何处理而 d) 进行了修正。

图 14　模拟数据中的 $\Delta\varepsilon$ 随子暗晕位置变化示意图[54]

在的情况。在蓝色标记处加入子暗晕后，子暗晕在没有天线相位误差的模拟数据中可以被探测到且不存在假的信号 (见图 14 b))。当存在天线相位误差且对其没有进行修正处理时 (见图 14 c))，会出现大量的假信号。而在建模时考虑这些相位误差后，这些假的子结构信号将会消失。这一测试表明，当我们使用干涉阵观测数据来搜寻暗物质子结构时，使用可见度数据而非洁化的图像是很重要的。由于洁化的图像会固定天线相位值而不允许人们在比较不同模型时将其作为优化的一部分，人们利用洁化图像来探测暗物质子结构时将会出现很多虚假信号。在图 14 b), d) 两个子图中可以看出仅存在一个区域有着明显的信号，而当子暗晕质量较大时，图像会在多个区域存在子结构信号，如图 15 所示。但子暗晕真正对应的是图像中 $\Delta\varepsilon$ 最小的位置。当将第一个子暗晕的参数固定来搜寻第二个子暗晕时 (见图 15 b))，图 15 a) 中其他区域的子结构信号就都消失了。

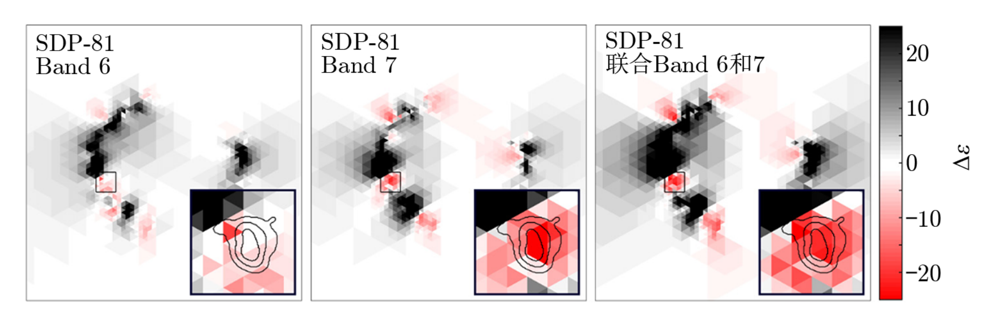
探测到的子结构信号可能会受干涉阵数据中未知误差的影响 (例如快速变化的天线相位误差)。由于这些误差是时变的，对不同时间观测的多个数据进行分析可以反映结果是否受到这些因素的影响。Hezaveh 等人[54]利用这一方法搜索 SDP.81 的暗物质子结构时，对



注：当对模拟数据中放入一个质量为 $10^9 M_\odot$ 的子暗晕 (位置固定在蓝色标记处) 得到不同位置处的 $\Delta\varepsilon$。

图 15　模拟数据中的 $\Delta\varepsilon$ 随大质量子暗晕位置变化示意图[54]

Band 6 与 Band 7 的数据单独进行了分析 (两组数据是在不同的日期观测得到)。在这一步进行初始子暗晕搜索时，暗晕的质量是固定的 ($M = 10^{8.6} M_\odot$)，仅考虑不同位置处对应的 $\Delta\varepsilon$。结果显示 Band 6 与 Band 7 的结果较为一致 (如图 16 所示)。



注：利用 ALMA 对 SDP.81 的科学验证观测数据进行子暗晕搜索。图中的等高线为对 Band 6 和 Band 7 数据进行联合分析得到的子暗晕位置 1 倍、2 倍、3 倍 σ 的置信区域。

图 16　对 SDP.81 的初始子暗晕搜索[54]

基于前一步的搜索结果，Hezaveh 等人[54]进一步增加了子暗晕的参数 ($M_{\rm sub}$ 以及位置坐标 $x_{\rm sub}, y_{\rm sub}$) 对 Band 6 和 Band 7 的联合数据进行拟合，重新优化了所有透镜模型参数。结果显示其中存在一个 $M = 10^{8.96\pm0.12} M_\odot$ 的子暗晕，其显著性为 6.9σ。Inoue 等人[207]对 SDP.81 的子结构也进行了独立的分析。他们对 Band 7 连续谱和 Band 6 中 CO 8-7 的谱线数据进行成图，然后基于洁化图像进行子暗晕的搜索，探测到的子结构信号的位置与 Hezaveh 等人[54]的结果相似，但其中一个弧附近存在一个空间分布紧凑的低密度区域。。产生这种差异的一个可能原因是，Inoue 等人[207]在分析洁化图像时，天线相位误差将产生虚假的子结构信号 (见图 14)。因此通过干涉阵观测数据来研究暗物质子结构时，直接对可见度数据进行分析是必要的。

通过对模拟数据的分析，Hezaveh 等人[54]指出，其方法可以成功地探测到质量大于

$10^7 M_\odot$ 子暗晕产生的透镜效应。而 Li 等人[173] 提出，在这一质量范围内冷暗物质与温暗物质模型的理论预测完全不同。从现有的毫米/亚毫米观测中，人们已经知道存在大量的星系-星系强引力透镜系统，未来更多高质量的毫米/亚毫米观测数据将有助于人们区分不同的暗物质模型。

6　总结与展望

本文主要对目前 (亚) 毫米干涉阵观测的星系-星系强引力透镜系统的观测样本、干涉阵数据的强引力透镜建模方法以及研究现状进行了介绍。随着赫歇尔望远镜[28]等设备在亚毫米波段的河外广域巡天的出现，人们发现了大量的星系-星系强引力透镜系统。凭借着 ALMA 优秀的灵敏度与空间分辨率，人们可以在 kpc 甚至亚 kpc 的尺度研究这些高红移星系的恒星形成活动、星际介质性质以及动力学特性；可以对诸如 SDP.81 等强透镜系统中透镜星系中心的超大质量黑洞的质量进行限制。同时借助这些 (亚) 毫米波段极亮高红移透镜富尘埃恒星形成星系，人们对透镜星系中暗物质子结构的研究也取得了众多进展。现有的射电星系-星系强引力透镜样本约有 200 多个，平方公里阵预计将会使这一样本数量提升到 10^5 的量级[208]。同时，McKean 等人[208]2015 年的工作中预测，利用未来更大基线的射电干涉阵 (比如 SKA 的观测数据)，将很有可能探测到质量小于 $10^7 M_\odot$ 的暗晕。ALMA 以及未来的平方公里阵等设备对这些强透镜系统高分辨率的观测将会使人们对星系形成与演化理论以及暗物质模型有更加深入的理解。

参考文献：

[1] Meštrić U, Vanzella E, Zanella A, et al. https://arxiv.org/pdf/2202.09377.pdf, arXiv:2202.09377, 2022
[2] Shu Y, Bolton A S, Mao S, et al. ApJ, 2016, 833: 264
[3] Ritondale E, Auger M W, Vegetti S, et al. MNRAS, 2019, 482: 4744
[4] Förster Schreiber N M, Renzini A, Mancini C, et al. ApJS, 2018, 238: 21
[5] Dye S, Furlanetto C, Swinbank A M, et al. MNRAS, 2015, 452: 2258
[6] Cheng C, Cao X, Lu N, et al. ApJ, 2020, 898: 33
[7] Rizzo F, Vegetti S, Powell D, et al. Nature, 2020, 584: 201
[8] Casey C M, Narayanan D, Cooray A. Phys Rep, 2014, 541: 45
[9] Rybak M. PhD. Thesis, Ludwig Maximilian University of Munich, 2017: 127
[10] Narayan R, Bartelmann M. https://arxiv.org/pdf/astro-ph/9606001.pdf, astro-ph/9606001, 1996
[11] Congdon A B, Keeton C. Principles of Gravitational Lensing. Switzerland: Springer International Publishing, 2018: 287
[12] Barvainis R, Ivison R. ApJ, 2002, 571: 712
[13] Lagattuta D J, Vegetti S, Fassnacht C D, et al. MNRAS, 2012, 424: 2800
[14] Serjeant S. MNRAS, 2012, 424: 2429
[15] Meneghetti M, Bartelmann M, Dahle H, et al. Space Sci Rev, 2013, 177: 31
[16] Taylor G B, Carilli C L, Perley R A. Synthesis Imaging in Radio Astronomy II. Socorro: Astronomical Society of the Pacific, 1999: 180

[17] Högbom J A. A&AS, 1974, 15: 417
[18] Clark B G. A&A, 1980, 89: 377
[19] Wakker B P, Schwarz U J. A&A, 1988, 200: 312
[20] Cornwell T J. IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, 2008, 2: 793
[21] Negrello M, Hopwood R, De Zotti G, et al. Science, 2010, 330: 800
[22] Negrello M, Amber S, Amvrosiadis A, et al. MNRAS, 2017, 465: 3558
[23] Vieira J D, Marrone D P, Chapman S C, et al. Nature, 2013, 495: 344
[24] Wardlow J L, Cooray A, De Bernardis F, et al. ApJ, 2013, 762: 59
[25] Planck Collaboration, Aghanim N, Altieri B, et al. A&A, 2015, 582: A30
[26] Nayyeri H, Keele M, Cooray A, et al. ApJ, 2016, 823: 17
[27] Carlstrom J E, Ade P A R, Aird K A, et al. PASP, 2011, 123: 568
[28] Pilbratt G L, Riedinger J R, Passvogel T, et al. A&A, 2010, 518: L1
[29] Cañameras R, Nesvadba N P H, Guery D, et al. A&A, 2015, 581: A105
[30] Eales S, Dunne L, Clements D, et al. PASP, 2010, 122: 499
[31] Oliver S J, Bock J, Altieri B, et al. MNRAS, 2012, 424: 1614
[32] Harrington K C, Yun M S, Cybulski R, et al. MNRAS, 2016, 458: 4383
[33] Berman D A, Yun M S, Harrington K C, et al. MNRAS, 2022, 515: 3911
[34] Bolton A S, Burles S, Koopmans L V E, et al. ApJ, 2006, 638: 703
[35] Lin H, Buckley-Geer E, Allam S S, et al. ApJ, 2009, 699: 1242
[36] Marshall P J, Verma A, More A, et al. MNRAS, 2016, 455: 1171
[37] Blain A W. MNRAS, 1996, 283: 1340
[38] Negrello M, Perrotta F, González-Nuevo J, et al. MNRAS, 2007, 377: 1557
[39] Shapley A E. ARA&A, 2011, 49: 525
[40] Weiß A, De Breuck C, Marrone D P, et al. ApJ, 2013, 767: 88
[41] Bussmann R S, Pérez-Fournon I, Amber S, et al. ApJ, 2013, 779: 25
[42] Kochanek C S, Blandford R D, Lawrence C R, et al. MNRAS, 1989, 238: 43
[43] Ellithorpe J D, Kochanek C S, Hewitt J N. ApJ, 1996, 464: 556
[44] Warren S J, Dye S. ApJ, 2003, 590: 673
[45] Dye S, Warren S J. ApJ, 2005, 623: 31
[46] Suyu S H, Marshall P J, Hobson M P, et al. MNRAS, 2006, 371: 983
[47] Koopmans L V E. MNRAS, 2005, 363: 1136
[48] Vegetti S, Koopmans L V E. MNRAS, 2009, 392: 945
[49] Kochanek C S, Narayan R. ApJ, 1992, 401: 461
[50] Wucknitz O, Biggs A D, Browne I W A. MNRAS, 2004, 349: 14
[51] Bussmann R S, Gurwell M A, Fu H, et al. ApJ, 2012, 756: 134
[52] Bussmann R S, Riechers D, Fialkov A, et al. ApJ, 2015, 812: 43
[53] Hezaveh Y D, Marrone D P, Fassnacht C D, et al. ApJ, 2013, 767: 132
[54] Hezaveh Y D, Dalal N, Marrone D P, et al. ApJ, 2016, 823: 37
[55] Nightingale J W, Dye S, Massey R J. MNRAS, 2018, 478: 4738
[56] Nightingale J W, Dye S. MNRAS, 2015, 452: 2940
[57] Cao X, Li R, Nightingale J W, et al. Research in Astronomy and Astrophysics, 2022, 22: 5014
[58] Rybak M, McKean J P, Vegetti S, et al. MNRAS, 2015, 451: L40
[59] Rybak M, Vegetti S, McKean J P, et al. MNRAS, 2015, 453: L26
[60] Stark D P, Swinbank A M, Ellis R S, et al. Nature, 2008, 455: 775
[61] Jones T A, Swinbank A M, Ellis R S, et al. MNRAS, 2010, 404: 1247
[62] Livermore R C, Jones T A, Richard J, et al. MNRAS, 2015, 450: 1812
[63] Litke K C, Marrone D P, Spilker J S, et al. ApJ, 2019, 870: 80
[64] Yang C, Gavazzi R, Beelen A, et al. A&A, 2019, 624: A138
[65] Jones T A, Ellis R S, Schenker M A, et al. ApJ, 2013, 779: 52

[66] Leethochawalit N, Jones T A, Ellis R S, et al. ApJ, 2016, 820: 84
[67] Swinbank A M, Dye S, Nightingale J W, et al. ApJ, 2015, 806: L17
[68] Krajnović D, Cappellari M, de Zeeuw P T, et al. MNRAS, 2006, 366: 787
[69] Geach J E, Ivison R J, Dye S, et al. ApJ, 2018, 866: L12
[70] Patrício V, Richard J, Carton D, et al. MNRAS, 2018, 477: 18
[71] Rizzo F, Vegetti S, Fraternali F, et al. MNRAS, 2018, 481: 5606
[72] Di Teodoro E M, Fraternali F. MNRAS, 2015, 451: 3021
[73] Rogstad D H, Lockhart I A, Wright M C H. ApJ, 1974, 193: 309
[74] Swinbank A M, Sobral D, Smail I, et al. MNRAS, 2012, 426: 935
[75] Spilker J S, Marrone D P, Aguirre J E, et al. ApJ, 2014, 785: 149
[76] Oteo I, Zhang Z-Y, Yang C, et al. ApJ, 2017, 850: 170
[77] van der Werf P P, Berciano Alba A, Spaans M, et al. ApJ, 2011, 741: L38
[78] Omont A, Neri R, Cox P, et al. A&A, 2011, 530: L3
[79] Omont A, Yang C, Cox P, et al. A&A, 2013, 551: A115
[80] Yang C, Omont A, Beelen A, et al. A&A, 2016, 595: A80
[81] ALMA Partnership, Vlahakis C, Hunter T R, et al. ApJ, 2015, 808: L4
[82] Zhang Z-Y, Romano D, Ivison R J, et al. Nature, 2018, 558: 260
[83] Romano D, Matteucci F, Zhang Z-Y, et al. MNRAS, 2017, 470: 401
[84] Romano D, Matteucci F, Zhang Z-Y, et al. MNRAS, 2019, 490: 2838
[85] Gullberg B, De Breuck C, Vieira J D, et al. MNRAS, 2015, 449: 2883
[86] Smit R, Bouwens R J, Carniani S, et al. Nature, 2018, 553: 178
[87] Swinbank A M, Karim A, Smail I, et al. MNRAS, 2012, 427: 1066
[88] Cooke E A, Smail I, Swinbank A M, et al. ApJ, 2018, 861: 100
[89] Bothwell M S, Aguirre J E, Aravena M, et al. MNRAS, 2017, 466: 2825
[90] Alaghband-Zadeh S, Chapman S C, Swinbank A M, et al. MNRAS, 2013, 435: 1493
[91] Valentino F, Magdis G E, Daddi E, et al. ApJ, 2018, 869: 27
[92] Combes F. Ap&SS, 2008, 313: 321
[93] Zhang Z-Y, Ivison R J, George R D, et al. MNRAS, 2018, 481: 59
[94] George R D, Ivison R J, Smail I, et al. MNRAS, 2014, 442: 1877
[95] Klitsch A, Péroux C, Zwaan M A, et al. MNRAS, 2019, 490: 1220
[96] Spilker J S, Aravena M, Béthermin M, et al. Science, 2018, 361: 1016
[97] Falgarone E, Zwaan M A, Godard B, et al. Nature, 2017, 548: 430
[98] Indriolo N, Bergin E A, Falgarone E, et al. ApJ, 2018, 865: 127
[99] Hodge J A, Riechers D, Decarli R, et al. ApJ, 2015, 798: L18
[100] Swinbank A M, Papadopoulos P P, Cox P, et al. ApJ, 2011, 742: 11
[101] Danielson A L R, Swinbank A M, Smail I, et al. MNRAS, 2013, 436: 2793
[102] Danielson A L R, Swinbank A M, Smail I, et al. MNRAS, 2011, 410: 1687
[103] Genzel R, Tacconi L J, Kurk J, et al. ApJ, 2013, 773: 68
[104] Rawle T D, Egami E, Bussmann R S, et al. ApJ, 2014, 783: 59
[105] Sharon C E, Tagore A S, Baker A J, et al. ApJ, 2019, 879: 52
[106] Cañameras R, Nesvadba N, Kneissl R, et al. A&A, 2017, 604: A117
[107] Dessauges-Zavadsky M, Richard J, Combes F, et al. Nature Astronomy, 2019, 3: 1115
[108] Gómez J S, Messias H, Nagar N M, et al. https://arxiv.org/pdf/1806.01951.pdf, arXiv:1806.01951, 2018
[109] Sharda P, Federrath C, da Cunha E, et al. MNRAS, 2018, 477: 4380
[110] Sharda P, da Cunha E, Federrath C, et al. MNRAS, 2019, 487: 4305
[111] Tadaki K, Iono D, Yun M S, et al. Nature, 2018, 560: 613
[112] Salim D M, Federrath C, Kewley L J. ApJ, 2015, 806: L36
[113] Graciá-Carpio J, Sturm E, Hailey-Dunsheath S, et al. ApJ, 2011, 728: L7
[114] Luhman M L, Satyapal S, Fischer J, et al. ApJ, 1998, 504: L11

[115] Malhotra S, Helou G, Stacey G, et al. ApJ, 1997, 491: L27
[116] Spilker J S, Marrone D P, Aravena M, et al. ApJ, 2016, 826: 112
[117] Díaz-Santos T, Armus L, Charmandaris V, et al. ApJ, 2013, 774: 68
[118] Carniani S, Maiolino R, Smit R, et al. ApJ, 2018, 854: L7
[119] Lamarche C, Verma A, Vishwas A, et al. ApJ, 2018, 867: 140
[120] Smith J D T, Croxall K, Draine B, et al. ApJ, 2017, 834: 5
[121] Dye S, Eales S A, Gomez H L, et al. MNRAS, 2022, 510: 3734
[122] Rizzo F, Vegetti S, Fraternali F, et al. MNRAS, 2021, 507: 3952
[123] Bouché N, Carfantan H, Schroetter I, et al. AJ, 2015, 150: 92
[124] Davies R, Förster Schreiber N M, Cresci G, et al. ApJ, 2011, 741: 69
[125] Fraternali F, Karim A, Magnelli B, et al. A&A, 2021, 647: A194
[126] Aravena M, Spilker J S, Bethermin M, et al. MNRAS, 2016, 457: 4406
[127] Gómez-Guijarro C, Toft S, Karim A, et al. ApJ, 2018, 856: 121
[128] Dekel A, Burkert A. MNRAS, 2014, 438: 1870
[129] Zolotov A, Dekel A, Mandelker N, et al. MNRAS, 2015, 450: 2327
[130] Pillepich A, Nelson D, Springel V, et al. MNRAS, 2019, 490: 3196
[131] Dekel A, Ginzburg O, Jiang F, et al. MNRAS, 2020, 493: 4126
[132] Lelli F, Di Teodoro E M, Fraternali F, et al. Science, 2021, 371: 713
[133] Hodge J A, Carilli C L, Walter F, et al. ApJ, 2012, 760: 11
[134] Carniani S, Marconi A, Biggs A, et al. A&A, 2013, 559: A29
[135] De Breuck C, Williams R J, Swinbank M, et al. A&A, 2014, 565: A59
[136] Tadaki K, Iono D, Yun M S, et al. ApJ, 2020, 889: 141
[137] Hayward C C, Hopkins P F. MNRAS, 2017, 465: 1682
[138] Magorrian J, Tremaine S, Richstone D, et al. AJ, 1998, 115: 2285
[139] Ferrarese L, Merritt D. ApJ, 2000, 539: L9
[140] Gebhardt K, Bender R, Bower G, et al. ApJ, 2000, 539: L13
[141] Gültekin K, Richstone D O, Gebhardt K, et al. ApJ, 2009, 698: 198
[142] Kormendy J, Ho L C. ARA&A, 2013, 51: 511
[143] Blandford R D, McKee C F. ApJ, 1982, 255: 419
[144] Burke W L. ApJ, 1981, 244: L1
[145] Schneider P, Ehlers J, Falco E E. Gravitational Lenses, New York: Springer-Verlag, 1992
[146] Winn J N, Rusin D, Kochanek C S. Nature, 2004, 427: 613
[147] Tamura Y, Oguri M, Iono D, et al. PASJ, 2015, 67: 72
[148] Wong K C, Suyu S H, Matsushita S. ApJ, 2015, 811: 115
[149] Wong K C, Ishida T, Tamura Y, et al. ApJ, 2017, 843: L35
[150] Quinn J, Jackson N, Tagore A, et al. MNRAS, 2016, 459: 2394
[151] Hezaveh Y D, Marshall P J, Blandford R D. ApJ, 2015, 799: L22
[152] Hezaveh Y D, Holder G P. ApJ, 2011, 734: 52
[153] Zhang M, Jackson N, Porcas R W, et al. MNRAS, 2007, 377: 1623
[154] Bosma A. AJ, 1981, 86: 1825
[155] Rubin V C, Burstein D, Ford W K, et al. ApJ, 1985, 289: 81
[156] Frenk C S, White S D M. Annalen der Physik, 2012, 524: 507
[157] Baer H, Choi K-Y, Kim J E, et al. Phys Rep, 2015, 555: 1
[158] Ringwald A, Saikawa K. Phys Rev D, 2016, 93: 5031
[159] Planck Collaboration, Aghanim N, Arnaud M, et al. A&A, 2016, 594: A11
[160] Planck Collaboration, Ade P A R, Aghanim N, et al. A&A, 2016, 594: A13
[161] Davis M, Efstathiou G, Frenk C S, et al. ApJ, 1985, 292: 371
[162] Yoshida N, Springel V, White S D M, et al. ApJ, 2000, 535: L103
[163] Ostriker J P, Peebles P J E, Yahil A. ApJ, 1974, 193: L1

[164] White S D M, Rees M J. MNRAS, 1978, 183: 341
[165] Kauffmann G, White S D M, Guiderdoni B. MNRAS, 1993, 264: 201
[166] Moore B. Nature, 1994, 370: 629
[167] Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M. MNRAS, 2012, 422: 1203
[168] Lovell M R, Frenk C S, Eke V R, et al. MNRAS, 2014, 439: 300
[169] Vogelsberger M, Zavala J, Cyr-Racine FY, et al. MNRAS, 2016, 460: 1399
[170] Iršič V, Viel M, Haehnelt M G, et al. Phys Rev Lett, 2017, 119: 1302
[171] Robles V H, Bullock J S, Elbert O D, et al. MNRAS, 2017, 472: 2945
[172] Lovell M R, Eke V, Frenk C S, et al. MNRAS, 2012, 420: 2318
[173] Li R, Frenk C S, Cole S, et al. MNRAS, 2016, 460: 363
[174] Dalal N, Kochanek C S. ApJ, 2002, 572: 25
[175] Vegetti S, Koopmans L V E. MNRAS, 2009, 400: 1583
[176] Vegetti S, Czoske O, Koopmans L V E. MNRAS, 2010, 407: 225
[177] Vegetti S, Koopmans L V E, Bolton A, et al. MNRAS, 2010, 408: 1969
[178] Vegetti S, Lagattuta D J, McKean J P, et al. Nature, 2012, 481: 341
[179] Nierenberg A M, Treu T, Wright S A, et al. MNRAS, 2014, 442: 2434
[180] Bayer D, Chatterjee S, Koopmans L V E, et al. https://arxiv.org/pdf/1803.05952.pdf, arXiv:1803.05952, 2018
[181] Gilman D, Birrer S, Treu T, et al. MNRAS, 2018, 481: 819
[182] Metcalf R B. ApJ, 2005, 629: 673
[183] Despali G, Vegetti S, White S D M, et al. MNRAS, 2018, 475: 5424
[184] Gilman D, Birrer S, Treu T, et al. MNRAS, 2019, 487: 5721
[185] Li R, Mo H J, Fan Z, et al. MNRAS, 2013, 430: 3359
[186] Li R, Frenk C S, Cole S, et al. MNRAS, 2017, 468: 1426
[187] He Q, Robertson A, Nightingale J, et al. MNRAS, 2022, 511: 3046
[188] He Q, Li R, Frenk C S, et al. MNRAS, 2022
[189] Springel V, Wang J, Vogelsberger M, et al. MNRAS, 2008, 391: 1685
[190] Schneider A, Smith R E, Macciò A V, et al. MNRAS, 2012, 424: 684
[191] Hui L, Ostriker J P, Tremaine S, et al. Phys Rev D, 2017, 95: 3541
[192] Robles V H, Bullock J S, Boylan-Kolchin M. MNRAS, 2019, 483: 289
[193] Mao S, Schneider P. MNRAS, 1998, 295: 587
[194] Metcalf R B, Madau P. ApJ, 2001, 563: 9
[195] Bradač M, Schneider P, Steinmetz M, et al. A&A, 2002, 388: 373
[196] Metcalf R B, Zhao H. ApJ, 2002, 567: L5
[197] Dobler G, Keeton C R. MNRAS, 2006, 365: 1243
[198] Hsueh J-W, Enzi W, Vegetti S, et al. MNRAS, 2020, 492: 3047
[199] Vegetti S, Koopmans L V E, Auger M W, et al. MNRAS, 2014, 442: 2017
[200] Xu D, Sluse D, Gao L, et al. MNRAS, 2015, 447: 3189
[201] Vegetti S, Despali G, Lovell M R, et al. MNRAS, 2018, 481: 3661
[202] Ritondale E, Vegetti S, Despali G, et al. MNRAS, 2019, 485: 2179
[203] Shu Y, Bolton A S, Kochanek C S, et al. ApJ, 2016, 824: 86
[204] Despali G, Vegetti S. MNRAS, 2017, 469: 1997
[205] Vieira J D, Crawford T M, Switzer E R, et al. ApJ, 2010, 719: 763
[206] Hezaveh Y, Dalal N, Holder G, et al. ApJ, 2013, 767: 9
[207] Inoue K T, Minezaki T, Matsushita S, et al. MNRAS, 2016, 457: 2936
[208] McKean J, Jackson N, Vegetti S, et al. Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array, Giardini Naxos: AASKA, 2015: 84

Research Progress of Galaxy-Galaxy Strong Lensing Observed by (Sub)millimeter Interferometer

LIU Xiao-Hui[1,2], CAO Xiao-yue[1,2], LI Ran[1,2]

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The magnification effect provided by gravitational lensing overcomes the limitations of current observation instruments, allowing researchers to study faint objects at high redshift ($z \approx 4$). Over the last decades, the sample of strong lenses has been mostly confined to optical bands. With the advent of (sub)millimeter wide field extragalactic surveys, about 200 strong lenses have been discovered in (sub)millimeter bands. Observations with high resolution and sensitivity from ALMA, NOEMA, and SMA, coupled with the flux boost from strong lensing, provide new windows to study galaxies at high redshift. Many works have investigated topics such as star formation, interstellar medium, and dynamic properties. The main objective of this paper is to review the current research status of galaxy-galaxy lensing in (sub)millimeter bands from the perspectives of observation samples, modeling methods, and scientific applications.

Key words: strong gravitational lensing; high-redshift galaxies; dark matter; interferometer